



DETECÇÃO *ONLINE* EFICIENTE DE EVENTOS RAROS UTILIZANDO DETECTORES FINAMENTE SEGMENTADOS

Victor Araujo Ferraz

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Orientador: José Manoel de Seixas

Rio de Janeiro
Março de 2018

DETECÇÃO *ONLINE* EFICIENTE DE EVENTOS RAROS UTILIZANDO
DETECTORES FINAMENTE SEGMENTADOS

Victor Araujo Ferraz

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE)
DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Examinada por:

Prof. José Manoel de Seixas, D.Sc.

Prof. Adrião Duarte Dória Neto, D.Sc.

Prof. André Massafferri Rodrigues, D.Sc.

Prof. Antonio Petraglia, D.Sc.

Prof. Bernardo Sotto-Maior Peralva, D.Sc.

Prof. Paulo Batista Lopes, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
MARÇO DE 2018

Ferraz, Victor Araujo

Detecção *online* eficiente de eventos raros utilizando detectores finamente segmentados/Victor Araujo Ferraz. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2018.

XIX, 91 p.: il.; 29,7cm.

Orientador: José Manoel de Seixas

Tese (doutorado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Elétrica, 2018.

Referências Bibliográficas: p. 80 – 89.

1. Filtragem ótima. 2. Física de Altas Energias. 3. Processamento *online*. 4. Instrumentação eletrônica. I. Seixas, José Manoel de. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Elétrica. III. Título.

*Aos meus pais Júlio César e
Maria Milza, que me ensinaram
a importância do amor e
acolhimento da família, mesmo
quando um filho precisa trilhar o
caminho de luta e persistência
longe do ninho.*

Agradecimentos

Gostaria de agradecer, primeiramente, ao Pai, causa primária de todas as coisas, por tudo que me proporcionou até chegar aqui. Depois de tantas dificuldades, mais uma etapa foi completada e agradeço-lhe por todo o caminho de aprendizado que me fez passar.

Aos meus pais, que me ensinaram valores fundamentais com os seus exemplos. Minha mãe lutou bravamente por minha educação e sempre me amparou em minhas decisões. Meu pai sempre deu o seu quinhão para que esta minha trajetória fosse possível.

À minha querida e amada namorada/amiga/companheira Letícia, pelo apoio incondicional em todos os momentos, desde os mais árduos e difíceis até os mais brandos, altos e baixos recorrentes para quem ingressa numa pesquisa de doutorado. Obrigado por abrandar meu coração e fazer todo este trabalho valer a pena.

Ao meu orientador, Prof. José Manoel de Seixas, pela oportunidade de realizar um trabalho em um ambiente altamente complexo, que me exigiu um enorme amadurecimento pessoal e profissional. Obrigado por sempre me incentivar a romper a zona de conforto, proporcionando a expansão do conhecimento. Meu profundo respeito e admiração pela sua visão humanística, capaz de perceber o perfil de cada aluno, e por ter confiado no meu trabalho.

À toda minha família, em especial, meus irmãos Paulinho, Maycom e Julinho, e minha irmã Thayane. Meus tios e tias, primos e primas de Santo Estevão e São Gonçalo do Campos, todos vocês estão em meu coração! Aos meus sobrinhos, Lara e Miguel, pelos quais morro de saudades e não vejo a hora de revê-los.

À família que me amparou no Rio de Janeiro, começando por Rose, minha mãe de consideração, me recebeu de braços abertos na cidade maravilhosa e fez a distância da minha família ficar menos dolorosa. Seus filhos, Rubens e Juliana, se tornaram meus irmãos. José (Zé), você também foi um pai, sempre solícito e bondoso, um grande amigo conterrâneo.

À minha sogra, Valéria, por todo apoio e acompanhamento na minha caminhada. Mais uma mãe que ganhei de presente nessa nova fase da vida. Ao meu sogro Sérgio, por todo suporte e conselhos, a quem tenho uma grande admiração e também foi um pai para mim. Às minhas queridas cunhadas, Ana e Maria, por quem tenho grande

estima e muito orgulho. Guilherme Carneiro, obrigado pelas discussões científicas e por me inspirar com sua coragem e determinação no apoio familiar. Pedro Cosati, que além de cunhado, se tornou um grande e querido amigo. Cléo, obrigado também por ter acompanhado essa minha batalha nos últimos anos. Luiz Renato, valeu pelos momentos engraçados e pelos sempre saborosos churrascos!

A todos os professores que me ajudaram nessa carreira acadêmica. Prof. Paulo César Farias, meu primeiro orientador (graduação), que me ensinou os primeiros passos com a iniciação científica. Além de um grande educador, se tornou um grande amigo. Prof. Germano Pinto, meu co-orientador da graduação, me ensinou a prática da pesquisa no laboratório. Prof. Herman Lima Jr., meu orientador no mestrado, muito obrigado por todo conhecimento passado, foi muito útil para o desenvolvimento do meu doutorado. Prof. Ademarlaudo (*in memoriam*), pelo exemplo de competência e dedicação ao trabalho.

Aos colegas de trabalho, Prof. Augusto Santiago Cerqueira, Prof. Luciano Manhães de Andrade Filho e Vinícius Schettino, por colaborarem no desenvolvimento dos módulos TMDB. Aos grandes amigos e parceiros de desenvolvimento no ATLAS, Rafael Gonçalves Gama, Júlio Vieira de Souza e Dayane Gonçalves. Sem vocês, nada disso seria possível.

Agradeço a todos os meus amigos, principalmente, Artur Vilar, um grande irmão de jornada, pelos nossos felizes encontros. Os companheiros de moradia em Genebra, Werner Freund e João Victor, pelos inúmeros momentos de descontração e alegria. Colegas do laboratório UFRJ/LPS: Júlio de Castro Vargas, Natanael Nunes de Moura Jr. e Phil Gaspar.

Fico eternamente agradecido a todos que, de alguma maneira, contribuíram para a realização deste trabalho. Como são inúmeras pessoas, desde já, peço desculpas se alguém não foi citado.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

DETECÇÃO *ONLINE* EFICIENTE DE EVENTOS RAROS UTILIZANDO DETECTORES FINAMENTE SEGMENTADOS

Victor Araujo Ferraz

Março/2018

Orientador: José Manoel de Seixas

Programa: Engenharia Elétrica

Grandes experimentos físicos, que atuam investigando as fronteiras do conhecimento, empurram os limites tecnológicos cada vez mais adiante para que novas descobertas possam ser realizadas. Um grande exemplo disso é o maior e mais complexo acelerador de partículas já construído, o LHC (*Large Hadron Collider*). Com o objetivo de aumentar a probabilidade de observação de eventos físicos raros, as partículas são aceleradas e colididas em altas energias com elevadas taxas. O ATLAS, maior experimento do LHC, foi projetado para observar e analisar os subprodutos das colisões e estudar uma grande variedade de tópicos em física. Para isso, o LHC possui um planejamento de crescente aumento da energia e luminosidade das colisões, onde atualizações serão necessárias para que o ATLAS consiga operar mantendo ou melhorando seu desempenho. Para obter alta eficiência na detecção de sinais de interesse, o experimento utiliza um sistema de filtragem *online*. O trabalho desta tese se insere no contexto da atualização imediata do ATLAS para a operação nas condições do aumento da luminosidade, que deteriora o desempenho do sistema de filtragem. Desta forma, é apresentada uma solução para o problema da alta ocupação de banda-passante para o primeiro nível de filtragem *online* na detecção de múons. A solução envolve a utilização do principal calorímetro hadrônico do ATLAS para a detecção de múons e uma fusão de informação entre o calorímetro e o espectrômetro de múons, com o objetivo de rejeitar partículas que sensibilizam as câmaras de múons, mas que não são de interesse para a física do LHC. São apresentados os resultados da integração desta solução no ATLAS, assim como as análises de seu desempenho, o qual manteve a alta eficiência ($> 98\%$) do sistema de filtragem, com uma redução de 6 pontos percentuais na taxa de ocupação da banda-passante.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

EFFICIENT ONLINE DETECTION OF RARE EVENTS USING HIGHLY SEGMENTED DETECTORS

Victor Araujo Ferraz

March/2018

Advisor: José Manoel de Seixas

Department: Electrical Engineering

Large physics experiments, which work by investigating the frontiers of knowledge, push technological limits further and further, so that new discoveries can be achieved. A good example is the largest and most complex particle accelerator ever built, the LHC (Large Hadron Collider). In order to increase the probability of observing rare physical events, the particles are accelerated and collide at high energies and high rates. ATLAS, the largest LHC experiment, was designed to observe and analyze the collision subproducts and study a wide variety of interesting topics in physics. For this purpose, the LHC is planning to increase both the energy and luminosity of collisions, and upgrades are required for ATLAS to be able to operate in such hard conditions while maintaining or improving performance. For high efficiency in detecting signals of interest, ATLAS uses an online trigger system. The work developed in this thesis is based on the ATLAS update context for operation in increased luminosity conditions, which deteriorates the online trigger performance. Therefore, a solution is presented for high bandwidth occupancy in the first-level online trigger for muon detection. The solution involves the use of the main hadronic calorimeter for muon detection and a fusion of information between the calorimeter and the muon spectrometer, in order to reject particles that hit the muon chambers but are not LHC interest. The integration results of this solution in ATLAS, as well as the performance analysis, are presented in this work, and proves to keep the high efficiency ($> 98\%$) of the online trigger system with a rate reduction of 6 percentual points for the take signal bandwidth.

Sumário

Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xiv
Lista de Símbolos	xv
Lista de Abreviaturas	xvii
1 Introdução	1
1.1 Motivação	3
1.2 Objetivo	4
1.3 O que foi feito	6
1.4 Organização do texto	7
2 O Experimento ATLAS e a detecção de múons	8
2.1 Física de Partículas Elementares	8
2.2 Detecção de múons	13
2.3 O CERN e o acelerador de partículas LHC	14
2.4 Experimento ATLAS	16
2.4.1 O Calorímetro Hadrônico de Telhas	20
2.4.2 Espectrômetro de Múons	24
2.4.3 O Sistema de Filtragem <i>online</i>	27
2.4.4 Plano de <i>upgrade</i> do LHC	29
3 Fusão de informação para identificação de múons	31
3.1 Identificação de múons no ATLAS	31
3.2 Calorimetria na identificação de múons	36
3.3 <i>Trigger</i> de múons assistido pela calorimetria usando o barril estendido do TileCal	39
3.3.1 Interface entre o TileCal e as câmaras TGC	44
3.3.2 <i>TileMuon Digitizer Board</i>	46
3.3.3 Circuitos digitais sintetizados	49

3.3.4	Filtragem casada	52
3.3.5	Etapas de desenvolvimento do módulo TMDB	55
4	Resultados	57
4.1	Resultados do módulo TMDB em laboratório	57
4.1.1	Ruído	58
4.1.2	Calibração em carga e linearidade	59
4.2	Comissionamento	64
4.2.1	Ruído	64
4.2.2	Pulso de múons e detecção	66
4.2.3	Ajuste de fase	69
4.3	Desempenho do sistema combinado	71
5	Conclusão	76
	Referências Bibliográficas	80
A	Processo de <i>authorship</i> do ATLAS	90

Lista de Figuras

2.1	O Modelo Padrão de partículas e interações fundamentais. Fonte: [19]	10
2.2	Razões de decaimento para o bóson de Higgs do Modelo Padrão em função de sua massa, para uma faixa grande (a) e outra menor (b) de energia. Fonte:[24]	11
2.3	Esquemático do LHC, mostrando os quatro principais experimentos nos pontos de colisão. Extraído de [2].	15
2.4	O experimento ATLAS e seus detectores. Extraído de [39].	17
2.5	Corte transversal do ATLAS, mostrando os detectores e as interações de algumas partículas. Extraído de [44].	18
2.6	Sistema de coordenadas do ATLAS. Extraído de [39].	19
2.7	Os calorímetros do ATLAS (a) e as partições do TileCal (b). Extraído de [39].	21
2.8	Segmentação de células de um módulo do TileCal para o barril longo e barril estendido. Extraído de [47].	21
2.9	Visão tridimensional de um módulo do TileCal. Extraído de [42].	23
2.10	Diagrama em blocos da cadeia eletrônica de sinais do TileCal. Extraído de [51].	24
2.11	Espectômetro de Múons e suas diferentes tecnologias de câmaras. Extraído de [38].	25
2.12	Disposição geométrica da câmaras do espectrômetro de múons. (a) vista de um quadrante transversal ao plano $z-y$. (b) vista transversal ao plano $x-y$. Extraído de [52].	26
2.13	Diagrama em blocos do sistema de <i>trigger</i> e aquisição de dados do ATLAS. Extraído de [58].	28
2.14	Planejamento de operação do LHC. Extraído de [35].	29
3.1	Esquema de <i>trigger</i> do L1Muon – extraído de [52].	32
3.2	Sistema de câmaras TGC: (a) vista longitudinal (b) vista transversal das câmaras internas FI/EI – extraído de [52]	33
3.3	Um octante do plano de câmaras TGC e setores de trigger – extraído de [65].	34

3.4	Diagrama em blocos da eletrônica do L1Muon na região das tampas para apenas um setor de <i>trigger</i> – extraído de [65].	35
3.5	Probabilidade de detecção de múons e falso-alarme, em relação ao patamar de energia, do sistema com fusão de informação para a região central do ATLAS – extraído de [39].	37
3.6	Razão sinal-ruído (SNR) para a soma das células D5 e D6. Em preto, relacionado à leitura padrão do TileCal. Em vermelho, utilizando os canais analógicos dedicados à detecção de múons – extraído de [73]. .	39
3.7	Geometria de coincidência em η entre o TileCal e o espectrômetro de múons na região das tampas do experimento – extraído de [73]. . . .	41
3.8	Ilustração de como falsos <i>triggers</i> podem sensibilizar as câmaras TGC.	41
3.9	Distribuições de múons – extraído de [73].	42
3.10	Algoritmo para detecção de múons através da coincidência entre câmaras TGC e TileCal.	42
3.11	Eficiência do sistema combinado na região da tampa do detector – extraído de [73].	43
3.12	Visão geral da interface do sistema TileMuon.	45
3.13	Caminho dos sinais analógicos de múons do experimento até o módulos eletrônicos TMDB.	45
3.14	Módulo eletrônico TMDB.	46
3.15	Conversor analógico-digital e circuito analógico de recepção, filtragem e conformação para os sinais de múons de uma célula do TileCal, no módulo TMDB.	47
3.16	Diagrama em blocos do <i>hardware</i> TMDB.	48
3.17	Resumo do diagrama em blocos dos circuitos digitais sintetizados no módulo TMDB.	49
3.18	Diagrama em blocos dos circuitos digitais sintetizados no Core FPGA.	51
3.19	Diagrama em blocos do circuito <i>Trigger Path</i> sintetizado no Core FPGA.	52
3.20	Operação de filtragem casada entre o sinal recebido e o sinal de referência, para a detecção de múons.	54
3.21	Reconstrução do sinal recebido utilizando filtro casado. Extraído de [89].	55
3.22	Diagrama em blocos do filtro casado implementado como um filtro FIR transposto.	55
4.1	Histograma do ruído obtido para 2 canais do TMDB FV3: ADC2 (a) e ADC9 (b)	58

4.2	Procedimento para calibração em carga dos canais do TMDB, utilizando o sistema eletrônico de um módulo do TileCal em laboratório.	60
4.3	Média dos pulsos adquiridos, pelo canal 2 do TMDB FV3, quando diferentes cargas são injetada no sistema de aquisição.	61
4.4	Ajuste linear de calibração em carga para 2 canais do módulo TMDB FV3: (a) ADC2 (b) ADC9; e 2 canais do módulo TMDB FV8: (c) ADC18 (d) ADC22	62
4.5	Valores de ganho para todos os canais do TMDB FV3.	63
4.6	Distribuição do ruído de canais do módulo EBA02 instalados no ATLAS	65
4.7	Mapa de ruído de todos os canais do TileCal instrumentados pelos módulos TMDB instalados no ATLAS	66
4.8	Matrizes de correlação das amostras do ruído para módulo EBA02 do Tilecal.	66
4.9	Conjunto de pulsos para cálculo do pulso médio de 2 canais do módulo EBA02 e seus respectivos pulsos médios.	67
4.10	Calibração em energia da saída do filtro casado para o módulo EBC03, canal D5L.	68
4.11	Distribuição dos valores de ruído para cada canal do TileCal em ambos os lados	69
4.12	Desempenho do filtro casado na detecção de múons do canal D5R do módulo EBA17: (a) Curva ROC; (b) Histograma da saída do filtro	69
4.13	Pulso médio normalizado para dois canais do módulo EBA45 do TileCal em diferentes <i>runs</i> de física	70
4.14	Mapa de fases, para todos os canais do TileMuon, após o ajuste.	71
4.15	Desempenho do TileMuon durante o comissionamento em relação ao patamar de energia	72
4.16	Histogramas da taxa de <i>trigger</i> em relação a η para o múons com $p_T > 20\text{GeV}$	73
4.17	Eficiência de <i>trigger</i> : (a) TileMuon em relação aos setores de <i>trigger</i> para o múons com $p_T > 20\text{ GeV}$; (b) em relação a p_T com e sem a coincidência com o TileMuon	73
4.18	Eficiência do <i>trigger</i> de múons em relação a η com e sem a coincidência com o TileMuon	74
4.19	Taxa de redução do <i>trigger</i> de múons em relação a η com e sem a coincidência com o TileMuon	74
4.20	Taxa de <i>trigger</i> de nível-1 pra múons de $p_T > 20\text{ GeV}$ com e sem a coincidência com o TileMuon	75

Lista de Tabelas

2.1	Razão de decaimento e sua incerteza relativa para vários canais do bóson de Higgs do Modelo Padrão, $m_H = 125$ GeV [24].	12
3.1	Taxa de <i>trigger</i> do L1Muon prevista para $p_T > 20$ GeV (baseado em dados de 2012 e 8 TeV)[73].	38
4.1	Valores de ruído (em unidades de ADC), para todos os canais do TMDB FV3.	59
4.2	Valor médio de ruído (em unidades de ADC), para todos os módulos TMDB testados em laboratório.	59
4.3	Valor médio de ganho para cada um os módulos TMDB testados em laboratório.	64

Lista de Símbolos

H	bóson de Higgs, p. 10
W^*	bóson W , p. 10
Z^*	bóson Z , p. 10
η	pseudo-rapidez, coordenada do ATLAS, p. 19
γ	fóton, p. 10
μ	múon, p. 10
μs	microsegundo, p. 27
ν	neutrino, p. 10
ν_μ	neutrino de múon, p. 10
ν_τ	neutrino de tau, p. 10
ν_e	neutrino de elétron, p. 10
ρ	distância de um ponto ao centro da colisão, coordenada do ATLAS, p. 19
τ	tau, p. 10
θ	ângulo de incidência de partículas resultantes da colisão, coordenada do ATLAS, p. 19
φ	ângulo azimutal em torno do eixo-z, coordenada do ATLAS, p. 19
b	quark <i>bottom</i> , p. 10
c	quark <i>charm</i> , p. 10
d	quark <i>down</i> , p. 10

e^+	pósitron, p. 10
e^-	elétron, p. 10
fb^{-1}	femtobarn inverso, unidade de luminosidade do feixe de partículas, p. 15
g	glúon, p. 10
l	lépton, p. 10
m_H	massa do bóson de Higgs, p. 10
s	quark <i>strange</i> , p. 10
t	quark <i>top</i> , p. 10
u	quark <i>up</i> , p. 10
B	Byte, p. 27
Cs	elemento químico Césio, p. 24
Hz	Hertz, p. 28
Km	quilômetro, p. 15
MB	MegaByte, p. 27
MHz	mega-hertz, p. 15
Pb	Chumbo, p. 15
TB	TeraByte, p. 27
T	Tesla, p. 15
eV	elétron-Volt, p. 10
kHz	quilo-hertz, p. 28
m	metro, p. 15
ns	nanosegundo, p. 15

Lista de Abreviaturas

ALICE	<i>A Large Ion Collider Experiment</i> , p. 15
ATLAS	<i>A Toroidal LHC ApparatuS</i> , p. 2–4, 6, 7, 16, 18, 19
CERN	<i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire</i> (Organização Européia para Pesquisa Nuclear), p. 2
CFAR	<i>Constant False Alarm Rate</i> , p. 78
CMS	<i>Compact Muon Solenoid</i> , p. 2, 15
CSC	<i>Cathode Strip Chamber</i> , p. 27
DESY	<i>Deutsches Elektronen-Synchrotron</i> , p. 14
DØ	Detector de partículas do acelerador Tevatron, do laboratório Fermilab, nos EUA, p. 14
EBA	Região do barril estendido no lado A do detector, p. 20
EBC	Região do barril estendido no lado C do detector, p. 20
EI	TGC <i>Endcap Inner</i> , p. 33
FIR	Finite Impulse Response), p. 55
FI	TGC <i>Forward Inner</i> , p. 33
FPGA	<i>Field-Programmable Gate Array</i> , p. 1, 28
FSM	Finite State Machine (Máquina de Estados Finitos), p. 50
HERA	<i>Hadron Elektron Ring Anlage</i> , p. 14
HLT	<i>High Level Trigger</i> , p. 3, 28
L1Muon	<i>Level-1 Muon Trigger</i> , p. 4
L1	<i>Level-1</i> (primeiro nível da filtragem <i>online</i>), p. 28

LAr	<i>Liquid Argon</i> (Argônio Líquido), p. 17
LBA	Região do barril longo no lado A do detector, p. 20
LBC	Região do barril longo no lado C do detector, p. 20
LHC	<i>Large Hadron Collider</i> (Grande Colisor de Hádrons), p. 2
LHCb	<i>Large Hadron Collider beauty</i> , p. 15
LHCf	<i>LHC-forward</i> [1], p. 16
LS	<i>Long Shutdown</i> (Parada de longa duração do LHC), p. 28
MDT	<i>Monitored Drift Tubes</i> , p. 27
MPU	<i>Module Processing Unit</i> (Unidade de Processamento de Módulo), p. 51
MS	<i>Muon Spectrometer</i> , p. 25
MUCTPI	<i>Muon-to-Central Trigger Processor Interface</i> , p. 34
MoEDAL	<i>Monopole and Exotics Detector At the LHC</i> , p. 16
NSW	<i>New Small Wheel</i> , p. 39
PCI	Placa de Circuito Impresso, p. 47
PMT	<i>Photomultiplier Tube</i> (Tubo fotomultiplicador), p. 22
PRR	<i>Production Readiness Review</i> , p. 56
ROC	<i>Receiver Operating Characteristic</i> , p. 69
ROD	Read-Out Data, p. 46
RPC	<i>Resistive Plate Chambers</i> , p. 27
RoI	<i>Region of Interest</i> (Região de Interesse), p. 28
SNR	<i>Signal-to-Noise Ratio</i> , p. 36
SUSY	<i>Supersymmetry</i> (Supersimetria), p. 3
TCPP	<i>TileCal Patch Panel</i> , p. 45
TGC	<i>Thin-Gap Chambers</i> , p. 27
TMDB	<i>TileMuon Digitizer Board</i> , p. 44

TOTEM	<i>TOTal, Elastic and diffractive cross-section Measurement</i> , p. 16
TTC	<i>Timing, Trigger and Control</i> , p. 46
TileCal	<i>Tile Calorimeter</i> (Calorímetro Hadrônico de Telhas), p. 1
USA15	Região da caverna do ATLAS onde ficam os equipamentos e o resto da instrumentação do experimento, p. 46
UX15	Região da caverna do ATLAS onde fica o experimento, p. 46
WLS	<i>Wave-Length Shifting</i> , p. 22
ZEUS	Detector de partículas do acelerador HERA, no laboratório DESY, na Alemanha, p. 14

Capítulo 1

Introdução

É frequente, nos dias atuais, encontrar aplicações em diferentes áreas do conhecimento que reúnam, no mesmo ambiente, problemas relacionados à aquisição, manipulação e tratamento da informação: grande massa de dados, sinais com baixa relação sinal-ruído, alta taxa de eventos, informações provenientes de fontes distintas, o que coloca a necessidade de fusão de dados para a reconstrução dos eventos, e, possivelmente, objetos de interesse raros e imersos em um denso volume de dados ordinários. Essas características podem ser identificadas em telecomunicações, mineração e fusão de dados, controle de sistemas, *big data*, processamento de áudio e vídeo, entre outras. Eventualmente, os requisitos da aplicação podem exigir uma filtragem *online* para excluir os eventos irrelevantes e tornar a ocupação da banda-passante mais eficiente, identificando a maior quantidade possível de objetos de interesse e os enviando para posterior análise *offline*. A filtragem *online* pode requerer uma implementação embarcada, frequentemente em FPGA (*Field Programmable Gate Array*), nos casos em que a alta velocidade de processamento é essencial, devido à sua flexibilidade de reconfiguração e vasta gama de recursos de *hardware*.

A Física Experimental de Altas Energias oferece exemplos onde estas considerações são encontradas simultaneamente. É uma das áreas mais interessantes e complexas do conhecimento humano, não só pelos seus objetivos de estudo das partículas elementares (que formam toda matéria que nos rodeia) e das quatro forças ou interações fundamentais da Natureza (gravitacional, eletromagnética, fraca e forte), mas também pelos desafios tecnológicos que ela proporciona, por possuir experimentos que puxam as fronteiras da tecnologia.

Esses desafios surgem diretamente dos aspectos práticos da busca de processos extremamente raros em altas energias, o que tem motivado a construção de diversos experimentos, como os aceleradores de partículas e seus detectores, desde a década de 50 do século passado. Com a utilização desses aparatos, foi possível confirmar, experimentalmente, modelos técnicos de forte impacto para o conhecimento. Hoje,

o maior e mais potente acelerador de partículas já construído é o LHC[2] (do inglês *Large Hadron Collider* (Grande Colisor de Hádrons)), que opera no CERN (do francês *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*), a Organização Européia para Pesquisa Nuclear [3]. O LHC protagonizou a descoberta do bóson de Higgs, quando as colaborações dos experimentos ATLAS[4] (*A Toroidal LHC ApparatuS*) e CMS[5] (*Compact Muon Solenoid*) anunciaram, em julho de 2012, a detecção de uma nova partícula compatível com o bóson de Higgs[6]. O bóson de Higgs é uma partícula escalar fundamental, cuja existência foi prevista pelo mecanismo de Higgs, proposto em 1964 [7], para explicar como as partículas ganham massa.

No LHC, pacotes de prótons são acelerados próximo à velocidade da luz, em sentidos opostos, e colidem uns com os outros em uma alta taxa (a cada 25 ns), provocando uma grande quantidade de partículas como subprodutos. Ao redor dos pontos de colisão, os experimentos coletam informação dos subprodutos gerados nas colisões, de forma a reconstruí-las. O acelerador possui quatro experimentos principais, sendo o ATLAS, o maior deles. O ATLAS é um detector de propósito geral que cobre um extenso programa de Física de interesse, o que requer alta eficiência para fenômenos de raríssima observação e difícil detecção.

Para realizar a detecção das partículas de interesse, o ATLAS é composto por detectores dispostos em camadas (com vértice de colisão para fora), onde a informação é processada de forma segmentada e reconstruída. São eles:

- Detector de traços: mais interno, situado imediatamente após o ponto de colisão, determina a trajetória das partículas. Para isso, conta com várias tecnologias de detecção e possui milhões de canais de leitura.
- Calorímetro eletromagnético: após o detector de traços, absorve e mede a energia das partículas eletromagnéticas. Possui mais de 200 mil canais de leitura.
- Calorímetro hadrônico: envolve o calorímetro eletromagnético e realiza a absorção e medição dos hádrons. Possui em torno de 10 mil canais de leitura.
- Espectrômetro de múons: especializado na detecção e determinação da trajetória dos múons, importante assinatura dos eventos de interesse no LHC. É o detector mais externo do ATLAS e possui mais de um milhão de canais de leitura.

Dessa maneira, o ATLAS precisa detectar eventos muito raros em meio a uma gama de eventos desinteressantes. Por exemplo, para a observação do bóson de Higgs, a probabilidade de geração dessa partícula é de algumas centenas para cada trilhão de colisões entre prótons. Por isso, são necessárias altas taxas de colisões para que o bóson de Higgs seja detectado em tempo razoável, com estatística suficiente.

Assim, grupos de 130 bilhões de prótons colidem a uma taxa de 40 milhões de vezes por segundo. Os dados gerados a cada colisão ocupam cerca de 1,5 MB, o que corresponde a uma taxa de 60 TB/s e torna impeditivo o armazenamento de todos os dados gerados pelo ATLAS. Mesmo que houvesse largura de banda suficiente para acomodar todos os eventos de interesse e as análises *offline* pudessem acessar recursos bastante avançados, em pouco tempo os dados se acumulariam a níveis proibitivos para as tecnologias atuais.

Sendo assim, o ATLAS adota uma filtragem *online*, em dois níveis de análise, para reduzir, de forma gradual, este enorme fluxo de dados, buscando a melhor relação entre a aceitação da informação de interesse e a rejeição daquela que é irrelevante. Enquanto o primeiro nível realiza uma seleção menos fina de eventos, o próximo nível (chamado de HLT, do inglês *High Level Trigger*) analisa apenas os eventos que passaram na decisão do nível anterior, utilizando agora, informação mais detalhada. Após a filtragem *online*, as informações do evento são armazenadas em mídia permanente, permitindo a análise final *offline*. Este sistema de filtragem, também chamado de *trigger*, baseia-se em estratégias de processamento distribuído, utilizando sistemas embarcados de alta velocidade, no primeiro nível. A filtragem *online* também precisa lidar com eventos que não são de interesse, mas possuem um comportamento parecido com o objeto de estudo, os quais podem gerar falso-alarme e prejudicar o desempenho do sistema. Esses falsos eventos acabam ocupando a banda passante disponível no experimento, reduzindo assim, a estatística dos potenciais eventos de interesse. Eles podem ser gerados pelas próprias colisões, a partir de decaimentos de partículas em outras que falseiam as assinaturas de interesse, ou pela própria interação de partículas com a estrutura do detector e com o ambiente em que este está alocado, o que acaba por confundir a filtragem *online*.

1.1 Motivação

A descoberta do bóson de Higgs aprimorou o entendimento do Modelo Padrão de Física de Partículas, o qual foi verificado experimentalmente com um excelente nível de precisão. No entanto, ainda existem alguns pontos críticos, que surgem tanto de considerações teóricas quanto de resultados experimentais, e podem indicar que uma teoria mais geral é necessária para descrever consistentemente a fenomenologia da física de partículas. Supersimetria(SUSY)[8] oferece uma possível solução para alguns desses problemas abertos. Para a busca destes novos processos físicos, cresce a demanda pelo aumento de energia das colisões e por maiores taxas de eventos de interesse armazenados, que permite atingir-se maior estatística para análise. Por isso, no planejamento de operação do LHC, foram previstos vários períodos de crescente aumento da luminosidade fornecida aos seus experimentos (*upgrade*).

Os períodos de *upgrade* incluem a fase 0 (até 2018), a fase 1 (até 2023) e a fase 2 (até 2037), intercalados por grandes paradas de aproximadamente 2 anos para intervenções e melhorias dos sistemas. O aumento de luminosidade proporciona mais informação nos detectores, devido ao aumento de eventos de colisão geradas, porém, aumenta também a produção de ruído de fundo e efeitos de empilhamento de sinais, quando o detector é excitado por partículas antes de retornar ao seu estado relaxado.

É de suma importância que o ATLAS consiga operar neste ambiente de mais alta luminosidade, sem perder o desempenho já alcançado com luminosidade menor. Para isso, o sistema de filtragem *online* e os próprios detectores devem ser atualizados e preparados para as novas condições de operação, de forma a conseguir elevada eficiência de detecção de processos físicos de interesse imersos em quantidade ainda maior de informação irrelevante. A ocupação de banda passante se torna um problema desafiador neste cenário de *upgrade* do LHC. Se a maior parte da banda passante de aquisição for preenchida por eventos desinteressantes, eventos de interesse deixarão de serem observados e, conseqüentemente, não estarão disponíveis para as análises físicas *offline*, que se seguem. Desta maneira, o aumento de estatística, que objetiva a detecção de eventos ainda mais raros, não será alcançado.

1.2 Objetivo

As partículas observáveis formam a “assinatura” do evento físico, oriundas de processos de decaimentos da partícula original. Os múons são assinaturas muito importantes em diversos fenômenos físicos de interesse, como o bóson de Higgs. Eles interagem muito pouco com a matéria, sendo a única partícula (além do neutrino) que não é totalmente absorvida pelos calorímetros. Por isso, o espectrômetro de múons, que é o detector mais externo do experimento, o detecta enquanto um “*hit*” no detector. O sistema de *trigger* de múons é de grande importância para o programa de física do ATLAS, uma vez que os múons participam de decaimentos de diferentes canais de produção da física de interesse. O *trigger* de múons do nível-1 (chamado L1Muon) possui largura de banda de 25 kHz e taxas maiores que 50 kHz podem ser atingidas, após a atualização da fase 1, para múons com energia maior que 20 GeV. Na realidade, boa parte dos disparos do sistema de *trigger* identificando múons é provocada pelo ruído de fundo. Na região das tampas do detector, esse ruído é gerado, principalmente, por prótons de baixa energia que emergem dos ímãs toroidais e da blindagem do feixe. Além disso, em consequência da complexa estrutura mecânica do ATLAS, existem descontinuidades na instrumentação que alimenta o L1Muon, o que dificulta a correta identificação dos múons.

Como a detecção de múons desempenha um papel fundamental para o programa

de física do ATLAS, deseja-se desenvolver um sistema de *trigger* para auxiliar o L1Muon na rejeição dos falsos múons que atingem as câmaras detectoras na região das tampas, sem perda da eficiência do *trigger*, produzindo, dessa forma, importantes contribuições para o programa de *upgrade* atual do sistema *online* de *trigger* do ATLAS. Como a operação é no *trigger* de primeiro nível, uma solução embarcada é exigida.

A calorimetria é usada para reconstruir a energia depositada pela partícula e participa da decisão, quanto a identificação desta, desde o primeiro nível de *trigger*. Porém, múons depositam pouquíssima energia nos calorímetros, de tal modo que a detecção de múons é feita por detectores que indicam se a partícula passou ou não por eles. Assim, geralmente, a calorimetria não tem papel na detecção de múons. Entretanto, o ATLAS produziu uma solução inovadora, ao utilizar a última camada da calorimetria hadrônica para detectar múons, combinando a sua informação com a do espectrômetro de múons. Como as células da calorimetria hadrônica são maiores, elas podem identificar se há algum sinal, pois há uma maior quantidade de matéria para a interação com múons. Quando o TileCal foi projetado, pioneiramente previu-se a possibilidade da utilização de sua última camada para este fim, de modo que canais analógicos dedicados a fornecer a informação de múons foram disponibilizados como um “*fan-out*” da quarta camada do TileCal. Todavia, apesar de disponíveis, esses canais nunca foram utilizados, ou seja, o sistema dedicado para aquisição e processamento dos sinais não foi projetado, esperando-se a fase de upgrades, quando o aumento da luminosidade fez com que o L1Muon viesse a colapsar sem esta ajuda do TileCal. Também ficou para o futuro uma integração deste sistema de coincidência com o sistema de *trigger* principal, pois, no início da operação do LHC, não houve necessidade de se utilizar esta informação adicional de *trigger* para múons.

Com o aumento da luminosidade e, consequentemente, do ruído de fundo, tornou-se essencial utilizar a informação de múons do calorímetro para auxiliar o *trigger*, o qual foi realizado por este trabalho. Sem o apoio da informação do TileCal, a banda passante do ATLAS para múons seria de tal modo ineficiente, que vários processos físicos de interesse não seriam detectados. Em particular, na região das tampas, onde a banda passante se encontra ocupada por um número significativo de falsos múons, conjugaram-se ambos detectores, realizando-se a fusão da informação entre espectrômetro de múons e o TileCal. O conceito baseia-se numa coincidência de detecção de um dado múon nos dois detectores. Os múons de interesse, provenientes das colisões e seus processos, cruzam os dois detectores, enquanto os falsos múons sensibilizam apenas o detector de múons. Isso permite rejeitar as partículas oriundas do ruído de fundo. A solução embarcada proposta deve atender aos requisitos do primeiro nível de *trigger*, além de casar a geometria

dos dois detectores e se comunicar com o L1Muon.

1.3 O que foi feito

Para realizar a fusão de informação entre os sistemas detecção, desenvolveu-se um sistema embarcado, que materializa a proposta inovadora do ATLAS para a filtragem online de múons: processa a informação do calorímetro, realiza a detecção do múon e se comunica com o sistema de *trigger* de múons do primeiro nível, para que as informações sejam combinadas. Este sistema corrobora as decisões de *trigger* a cada colisão no experimento. Logo, um módulo receptor foi concebido para o processamento do canal de múons do calorímetro. Este processamento envolve a digitalização dos sinais através de conversores analógico-digitais de alta taxa de amostragem, a maximização da razão sinal-ruído dos sinais digitalizados (baseada em filtragem casada), a comunicação com o sistema de *trigger* e aquisição de dados do ATLAS, utilizando protocolos de transferência de dados de alta velocidade por meio de fibras ópticas. Devido aos requisitos de velocidade envolvidos nesta aplicação, optou-se por uma solução baseada em FPGA, capaz de suprir as necessidade de operação no primeiro nível de *trigger* e aplicar filtragem casada para detecção de múons a cada colisão do experimento. Testes em laboratório foram realizados para avaliar a integração do sistema com o ambiente onde o mesmo deverá operar. Tais testes foram de suma importância para que a fusão de informação fosse, de fato, integrada ao experimento, uma vez que os mesmos demonstram a linearidade do módulo para a medição de energia no calorímetro, o nível de ruído adequado, além do êxito na integração com a eletrônica do ATLAS. A partir dos resultados obtidos em laboratório, a fusão de informação pôde passar para a fase de comissionamento, que é o processo realizado para assegurar o funcionamento de todos os sistemas e componentes, garantindo que o projeto, a instalação, os testes e a operação estão de acordo com os requisitos. Nesta fase, a eletrônica embarcada foi instalada junto à eletrônica do experimento e diversos testes foram efetuados com a finalidade de avaliar o sucesso na integração, além de estudar o desempenho do novo sistema de *trigger* que usa a fusão de informação. Em fase final de comissionamento, no final de 2017, o novo sistema de *trigger* saiu do modo de monitoramento e operou, pela primeira vez, na cadeia de *trigger*, onde pôde-se observar seu desempenho no *trigger* de múons em vários âmbitos. A previsão é que, no retorno das colisões do próximo ano, o sistema esteja operando na cadeia principal de múons, cumprindo a principal etapa de *upgrade* deste sistema para a fase atual de operação do ATLAS.

O comissionamento e estudo do desempenho desse novo sistema foi a base de um processo de *authorship* do ATLAS (mostrado no Apêndice A), cumprido pelo autor da presente tese, que qualifica os componentes da Colaboração ATLAS.

Este processo prevê um trabalho cuja duração mínima é de um ano, sob a supervisão de um pesquisador do experimento. Durante este processo, diversas apresentações são realizadas para a colaboração do ATLAS, de modo a proporcionar o acompanhamento do que está sendo desenvolvido. Com a aprovação das contribuições, o candidato é reconhecido como autor do experimento, ou seja, a contribuição feita é reconhecida como essencial ao experimento e aos resultados por ele obtidos. O projeto de *authorship* desenvolvido durante a elaboração da presente tese pode ser visto no Apêndice A.

1.4 Organização do texto

No capítulo 2 é descrito o ambiente de física de altas energias onde o trabalho foi aplicado (CERN), o acelerador LHC e o experimento detector de partículas ATLAS. São apresentados assuntos de física moderna, como a física de interesse do experimento, e a composição dos diversos subdetectores do ATLAS e seu sistema de filtragem *online*. Logo após, são abordadas as fases de atualização do LHC/ATLAS.

Seguindo com o capítulo 3, este se dedica à fusão de informação entre o TileCal e espectrômetro de múons. São apresentados os estudos que motivaram a aplicação deste conceito, considerando as fases de atualização do LHC/ATLAS e a disponibilidade do canal analógico de múons no calorímetro. Neste mesmo capítulo é apresentado o módulo eletrônico desenvolvido para implementar o conceito da fusão de informação, com objetivo de auxiliar o *trigger* de múons na região da tampa do ATLAS.

O capítulo 4 discorre sobre os resultados obtidos durante a elaboração do presente trabalho. São apresentados resultados dos testes, comissionamento e integração dos módulos eletrônicos, além de análises de desempenho do novo sistema combinado de detecção de múons.

Por último, o capítulo 5 expõe as considerações finais sobre o que foi desenvolvido e obtido como resultados. Também são mencionados os planos futuros para a continuação e finalização do trabalho.

Capítulo 2

O Experimento ATLAS e a detecção de múons

Este capítulo apresenta o ambiente ao qual o presente trabalho foi realizado, fruto da colaboração com o experimento ATLAS [4], na Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear (CERN) [3]. Serão mostrados os contextos da aplicação do trabalho, envolvendo desde os aspectos gerais, como um breve panorama da Física de Altas Energias, até o detalhamento dos subsistemas do experimento, dando ênfase ao calorímetro hadrônico de telhas e o espectrômetro de múons. Ambos formam o conjunto de subsistemas aos quais se implementou a fusão de informação proposta neste trabalho.

2.1 Física de Partículas Elementares

A Física Experimental de Partículas Elementares diz respeito aos experimentos que estudam partículas constituintes do universo, bem como o desenvolvimento de teorias que procuram explicar a produção, interação e decaimento das diferentes partículas observadas até hoje [9]. Normalmente, tais modelos também prevêem a existência de novas partículas que, se detectadas ou descobertas, comprovarão a validade do modelo. Como fonte de interações, os experimentos podem utilizar raios cósmicos [10] ou feixes de partículas produzidos em laboratório [11]. Esses feixes podem colidir com um alvo fixo, formado por diferentes elementos químicos (hidrogênio, ouro, alumínio, entre outros), ou podem colidir entre si, em estruturas que aceleram esses feixes, levando-os a colidir no centro dos experimentos instalados em diversas posições que formam o acelerador. Neste caso, é normal a colisão acontecer no centro de massa, ou seja, os dois feixes são acelerados com a mesma energia e compostos pela mesma partícula, ou por partícula anti-partícula, ou seja, as partículas dos dois feixes tem a mesma massa. Mas existem exceções, como

no caso do acelerador HERA[12], no DESY[13], em Hamburgo, na Alemanha, que colidia prótons a 820 GeV de energia com elétrons a 30 GeV de energia, resultando em uma energia de centro de massa de 318 GeV. A energia dos feixes produzidos em laboratório é cada vez mais alta, permitindo estudar não só a estrutura nuclear mas também a dos prótons e nêutrons, que formam o núcleo atômico, e de tantas outras partículas que são produzidas nessas colisões [14]. Por isto, é comum associar a Física de Altas Energias à pesquisa experimental em Física de Partículas Elementares.

O Modelo Padrão das Partículas Elementares, ou simplesmente Modelo Padrão (SM, *Standard Model*, em inglês), é o modelo matemático que melhor descreve a produção, decaimento e interação entre as partículas [15]. A Figura 2.1 mostra um diagrama resumido das partículas consideradas atualmente como elementares e algumas de suas características, como carga elétrica e massa. São 6 quarks e 6 léptons organizados em 3 famílias (*generations*). Na primeira delas, estão os quarks *up* e *down*, que formam os prótons e os nêutrons [16][17], e o elétron, constituindo assim, os átomos que compõem toda a matéria conhecida. O neutrino do elétron é observado no decaimento beta do núcleo. As outras duas famílias compõem partículas que são produzidas nas interações entre outras partículas, tanto por raios cósmicos que atingem a Terra[18], como por feixes produzidos em laboratório. Elas decaem em outras partículas e possuem vida média de diferentes valores. Os quarks não são observados experimentalmente, eles são produzidos nas interações, formando hádrons. Estes podem ser observados pela sua interação com o material do detector ou por seus produtos de decaimento que sensibilizaram o detector. Os hádrons são sub-divididos em bárions, formados por 3 quarks, e mésons, formados por um par quark e anti-quark [9]. Quarks têm carga elétrica fracionária, $+2/3$ e $-1/3$, sua combinação para formar os hádrons respeita o fato de só serem observadas cargas elétricas de valor inteiro nos experimentos (e na natureza).

Os léptons (leve, em grego) têm carga elétrica de valor inteiro. Suas interações, são bem características e permitem identificá-los com alta eficiência. A maioria dos experimentos possui detectores dedicados para registrar e identificar elétrons e múons. Enquanto isso, taus têm vida média de 2.9×10^{-13} s, por isto, são reconstruídos a partir de seus produtos de decaimento. Mesmo assim, como são produzidos com energia muito alta, sofrem o fenômeno relativístico da dilatação do tempo e algumas vezes é possível observar seu vértice de decaimento distante do vértice de interação. Neutrinos raramente interagem com a matéria e, em experimentos como o ATLAS, sua presença é inferida através da conservação da energia e do momento na interação próton-próton. Sabe-se que sua massa é pequena, mas o valor exato não foi determinado até hoje[20].

A coluna laranja, da Figura 2.1, lista os bósons intermediários, responsáveis pela interação entre as partículas, bem como seus decaimentos. Eles são os mediadores

massa→	≈ 2.3 MeV/c ²	≈ 1.275 GeV/c ²	≈ 173.07 GeV/c ²	0	≈ 126 GeV/c ²
carga→	2/3	2/3	2/3	0	0
spin→	1/2	1/2	1/2	1	0
	u up	c charm	t top	g glúon	H bóson de Higgs
QUARKS	≈ 4.8 MeV/c ² -1/3 1/2 d down	≈ 95 MeV/c ² -1/3 1/2 s strange	≈ 4.18 GeV/c ² -1/3 1/2 b bottom	0 0 1 γ fóton	
	0.511 MeV/c ² -1 1/2 e elétron	105.7 MeV/c ² -1 1/2 μ múon	1.777 GeV/c ² -1 1/2 τ tau	91.2 GeV/c ² 0 1 Z bóson Z	
LÉPTONS	< 2.2 eV/c ² 0 1/2 ν_e neutrino do elétron	< 0.17 MeV/c ² 0 1/2 ν_μ neutrino do múon	< 15.5 MeV/c ² 0 1/2 ν_τ neutrino do tau	80.4 GeV/c ² ±1 1 W bóson W	BÓSONS DE CALIBRE

Figura 2.1: O Modelo Padrão de partículas e interações fundamentais. Fonte: [19]

dessas interações. O glúon é responsável pela interação forte, que mantém o núcleo atômico coeso. É ele que une os quarks dentro dos hádrons (o nome é originário de *glue*, cola em inglês). O fóton é o mediador da força eletromagnética, tal como o glúon, sua massa é nula. Os bósons W e Z são os mediadores da interação fraca. O Z^0 é neutro mas o W tem carga elétrica positiva ou negativa. Z^0 tem massa de 91,2 GeV/c² e decai sempre em um par partícula-antipartícula, por exemplo: elétron e^- -pósitron e^+ , múon μ^+ -múon μ^- , quark u -anti-quark \bar{u} . O Z^0 pode decair em um par neutrino-antineutrino. Os W^\pm tem massa 80,4 GeV/c² e decaem no par da mesma família, por exemplo, $e^- + \nu_e$ ou quarks $u + \bar{d}$.

Para cada partícula apresentada na Figura 2.1, é dada a sua massa (lembrando da equação de Einstein que $E = mc^2$). Abaixo da massa, tem-se a carga elétrica e, abaixo desta, o spin. Vê-se que quarks e léptons têm spin semi-inteiro, por isto, são também denominados férmions [21]. Os bósons sempre têm spin inteiro e alinham-se ao campo magnético, por isto dizemos que partículas com spin possuem um momento magnético intrínseco. O Modelo Padrão não abrange a força gravitacional. As partículas produzidas nas interações, consideradas elementares ou não, possuem massa pequena sendo sua força gravitacional muito menor do que as outras forças envolvidas (fraca, forte e eletromagnética).

Neutrinos só interagem através da interação fraca, por isto, quando um neutrino do elétron interage com a matéria, existe sempre um elétron entre os produtos da

interação. O mesmo ocorre com os neutrinos do múon e os neutrinos do tau que, quando interagem, produzem um múon e um tau, respectivamente. Em amarelo, na Figura 2.1, está o bóson de Higgs, responsável por gerar massa em todas as partículas. Sua descoberta foi anunciada em julho de 2012, pelos experimentos do LHC, o ATLAS e o CMS, conjuntamente [22]. A detecção do bóson de Higgs foi um grande triunfo do Modelo Padrão, dando o Prêmio Nobel de Física de 2013 [6] a dois dos físicos que propuseram o mecanismo de Higgs (na verdade, mecanismo de Brout-Englert-Higgs- Guralnik-Hagen- Kibble), Peter Higgs [7] e François Englert [23]. Eles teorizaram a existência de um campo do qual as partículas massivas obtêm massa, através da sua interação com esse campo, para explicar o mecanismo de quebra espontânea da simetria eletrofraca que dá a massa dos férmions e bósons intermediários W^+ , W^- e Z^0 . Associado ao campo de Higgs, existiria a partícula mediadora dessa interação, o bóson de Higgs. As observações realizadas nos experimentos do LHC detectaram a nova partícula na região de massa em torno de 126 GeV. É previsto pelo Modelo Padrão que o bóson de Higgs possua um tempo de vida muito curto, decaindo imediatamente para estados finais bosônicos ou fermiônicos. A razão de ramificação ou decaimento (em inglês *branching ratio*), a qual mostra a probabilidade de decaimento da partícula em outra, é mostrada na Figura 2.2 (a), para o bóson de Higgs e seus processos. Dependendo da sua massa m_H , diferentes estratégias são exploradas na busca do bóson de Higgs:

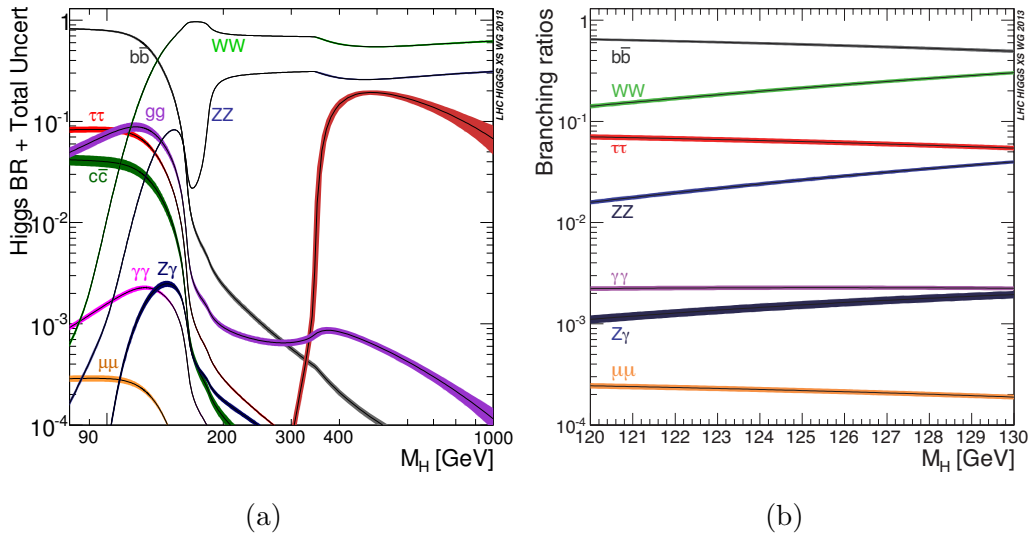


Figura 2.2: Razões de decaimento para o bóson de Higgs do Modelo Padrão em função de sua massa, para uma faixa grande (a) e outra menor (b) de energia. Fonte:[24]

- Em baixa energia ($m_H < 120$ GeV), o bóson de Higgs decai principalmente em pares de quarks bottom-anti-bottom $b\bar{b}$. Esse canal de decaimento é muito

Canal de decaimento	Razão	Incerteza relativa (%)
$H \rightarrow \gamma\gamma$	$2,27 \times 10^{-3}$	+5,0 -4,9
$H \rightarrow ZZ$	$2,62 \times 10^{-2}$	+4,3 -4,1
$H \rightarrow W^+W^-$	$2,14 \times 10^{-1}$	+4,3 -4,2
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	$6,27 \times 10^{-2}$	+5,7 -5,7
$H \rightarrow b\bar{b}$	$5,84 \times 10^{-1}$	+3,2 -3,3
$H \rightarrow Z\gamma$	$1,53 \times 10^{-3}$	+9,0 -8,9
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	$2,18 \times 10^{-4}$	+6,0 -5,9

Tabela 2.1: Razão de decaimento e sua incerteza relativa para vários canais do bóson de Higgs do Modelo Padrão, $m_H = 125$ GeV [24].

difícil de detectar, devido ao grande ruído de fundo, que diminui de forma considerável a sensibilidade de detecção.

- Para $120 < m_H < 130$ GeV, apesar da baixa fração de decaimento, os canais $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ^*$ fornecem uma alta sensibilidade ao sinal do bóson de Higgs do Modelo Padrão ($m_H = 125$ GeV), devido a excelente resolução de massa invariante $\gamma\gamma$ (~ 1 -2% [25]).
- Com $m_H > 130$ GeV, os decaimentos $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ e $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ dominam os processos e se tornam os canais de mais alta sensibilidade. Em particular, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ é considerado o canal de ouro (*golden channel*) porque possui uma excelente resolução de massa invariante (~ 1 -2% [25]) e mesmo que a taxa de produção seja extremamente baixa, praticamente não há contribuições do ruído de fundo.

A Tabela 2.1 mostra a razão de decaimento e sua incerteza relativa para vários canais do bóson de Higgs do Modelo Padrão, $m_H = 125$ GeV [24]. O decaimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, onde o processo final são 4 léptons l , pode ocorrer em 4 múons (4μ) ou 2 múons e 2 elétrons ($2\mu 2e$ e $2e 2\mu$). Considerando o canal $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$, onde o processo final são 2 léptons carregados l (múon ou elétron) e 2 respectivos neutrinos ν . Há também o canal $H \rightarrow \mu^+\mu^-$, que possui uma razão de decaimento muito baixa, mas é de grande importância para o conhecimento das propriedades do bóson de Higgs, uma vez que fornece direções sobre uma possível violação do sabor dos léptons em decaimentos $H \rightarrow \mu\tau$. Pode-se observar, que nos vários canais de decaimento do Higgs, múons são partículas estáveis finais do processo e sinalizam uma assinatura para a observação desse bóson. Por este motivo, a detecção de múons tem papel fundamental no experimento.

2.2 Detecção de múons

Múons são partículas carregadas, assim como elétrons e pósitrons, mas são 200 vezes mais pesadas. Eles penetram na matéria melhor do que muitas outras partículas conhecidas, exceto os neutrinos. Uma partícula que pode ser ainda mais penetrante que o múon é o lépton tau, porque ele interage com a matéria do mesmo modo que um múon, porém é ainda mais pesado. Todavia, devido à sua vida muito curta, o tau não tem chance de demonstrar essa propriedade. O principal motivo do múon penetrar na matéria é que ele não interage fortemente, então raramente sofrem colisões duras com núcleos atômicos, onde podem perder energia significativa. Interagem eletromagneticamente, então podem colidir com elétrons, mas como são muito mais pesados do que os elétrons, eles perdem uma pequena fração de energia nessas colisões. Além disso, por causa de sua alta massa, eles não irradiam tanta energia durante a passagem pela matéria como os elétrons fazem. Com muita simplificação, você pode dizer que, devido à maior massa, eles sofrem uma aceleração muito menor no campo elétrico dos núcleos atômicos. E, classicamente, a energia irradiada por uma carga acelerada é proporcional à aceleração ao quadrado. Assim, um múon, sendo mais de 200 vezes mais pesado do que um elétron, irradia 40.000 vezes menos energia.

Como os múons podem penetrar vários metros de ferro sem interagir, ao contrário da maioria das partículas, eles não são absorvidos pelos calorímetros instalados nos diversos experimentos já construídos, como o DØ (Fermilab) [26], ZEUS (DESY) [27], CMS [5], ATLAS [4], entre outros. Portanto, detectores de múons são colocados nas extremidades do experimento, onde os múons são as únicas partículas a registrar um sinal nessa região. Nos casos em que uma resposta rápida é necessária, os detectores conseguem registrar apenas a passagem do múon e não a energia depositada por ele. Para conseguir estimar a energia, geralmente eles são instalados em uma região sob efeito de um forte campo magnético que curva a trajetória do múon. Sendo observado por várias camadas de detectores, pode-se reconstruir a trajetória da partícula e realizar a estimacão da energia através da sua curvatura.

Muitas são as tecnologias de detecção de múons, desde detectores visuais (muito utilizados no início dos estudos de Raios Cósmicos) aos mais modernos detectores eletrônicos [18]. Exemplos dos modelos eletrônicos são os contadores Geiger-Müller, as câmaras de ionização, os contadores proporcionais, os cintiladores e os contadores *Cherenkov*. Todos eles baseiam-se na estratégia de analisar os sinais gerados durante a interação da partícula pelo meio detector. Os tipos mais utilizados atualmente nos experimentos de altas energias são as câmaras proporcionais, de ionização e os cintiladores, devido aos seus melhores resultados em

velocidade de resposta e/ou resolução. Naturalmente, esses experimentos dispõem de detectores dedicados a observação dos múons, porém a complexidade estrutural e de construção desses imensos aparatos geram dificuldades na cobertura espacial total de detecção, ficando lacunas não preenchidas por detectores. Para contornar essas dificuldades, o experimento ZEUS [27], que operou até 2007 no acelerador de partícula HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*) em Hamburgo, na Alemanha, utilizou uma solução incomum. Incorporou-se ao calorímetro mais externo do experimento, o BAC (*Backing Calorimeter*), câmaras proporcionais de alumínio, adicionando ao calorímetro a função de detecção de múons. Mesmo com esta função adicional, o BAC não atuava no sistema de filtragem *online* do ZEUS com a fusão de informação entre outros detectores, fornecendo apenas sua própria informação.

No ATLAS, desde a sua idealização inicial, no documento *Letter of Intent* [28] em 1992, já previa-se a possível instrumentação do calorímetro hadrônico para ajudar na identificação de múons entre os detritos de hádrons. Durante a construção do calorímetro em 1996 [29], foi disposta na eletrônica, além do sinal para o primeiro nível de filtragem, uma saída analógica para uso na identificação de múons. Porém, como a luminosidade do experimento nos primeiros anos de operação do LHC não atingiria níveis críticos para os detectores, não houve necessidade de uso desse sinal. Somente em 2015, a solução de fusão dessa informação do calorímetro com os detectores de múons foi implementada, com o trabalho da presente tese.

2.3 O CERN e o acelerador de partículas LHC

O CERN [3], acrônimo para Conselho Europeu para a Pesquisa Nuclear, em francês *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, foi fundado em 1954, situado na fronteira franco-suíça, próximo à Genebra. Foi um dos primeiros empreendimentos conjuntos da Europa e hoje é constituído por 22 Estados-Membros. Ele é o maior centro de pesquisa de Física de Partículas do mundo, e foi protagonista de várias descobertas de grande relevância científica, como os bósons W e Z , além de vários de seus pesquisadores terem sido laureados com prêmios Nobel.

O maior acelerador de partículas do mundo, o LHC, (Grande Colisor de Hádrons [2], em português) foi desenvolvido e construído no CERN, numa colaboração envolvendo mais de 10 mil cientistas e engenheiros, centenas de universidades e laboratórios espalhados em mais de 100 países ao redor do globo. É também o colisor de partículas mais energético já construído, projetado para colidir partículas com energia de centro de massa (\sqrt{s}) de até 14 TeV. Ele foi instalado em um túnel subterrâneo, a mais 100 metros de profundidade, e possui uma extensão circular de 27 Km, como ilustra a Figura 2.3. Mesmo em 2018, o LHC continua sendo uma das maiores e mais complexas instalações experimentais já construídas.

Seu síncrotron foi projetado para colidir dois feixes de partículas opostas de prótons a até 7 TeV, ou íons com energias de até 2,76 TeV. Em 2011, ele operou a 3,5 TeV por feixe, aumentando para 4 TeV por feixe em 2012. Em 2015, começou a operar com 6,5 TeV por feixe e pretende-se chegar ao seu limite em 2021. Como a física de interesse do LHC é muito rara, a operação demanda uma alta taxa de colisões. Desta maneira, ele opera a 40 MHz, onde as injeções e colisões dos pacotes de prótons ou íons pesados ocorrem a cada 25 ns. A quantificação da intensidade do feixe de partículas e, conseqüentemente, a quantidade de colisões favoráveis à física de interesse, é chamada “luminosidade”, dada pelas unidades $cm^{-2}s^{-1}$ ou fb^{-1} [30].

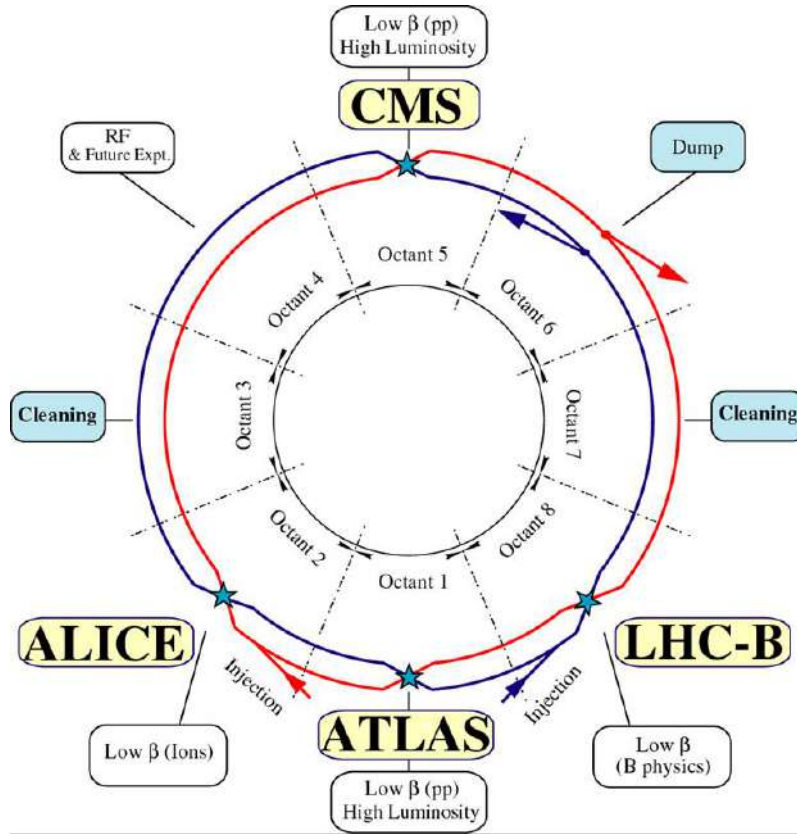


Figura 2.3: Esquemático do LHC, mostrando os quatro principais experimentos nos pontos de colisão. Extraído de [2].

O objetivo do LHC é permitir que os físicos testem as previsões de diferentes teorias da física de altas energias e que tenham acesso ao bóson de Higgs previsto pelo Modelo Padrão. Ele também suporta uma diversidade de outros programas de física, incluindo testes diretos e indiretos de teorias além do Modelo Padrão. O alcance energético do LHC permite que os físicos tentem abordar perguntas ainda não respondidas pelas teorias atuais, já mencionadas na Seção 2.1. Ele contém sete experimentos, cada um desenvolvido para certo tipo de pesquisa. Dois deles, o ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*[4]) e o CMS (*Compact Muon Solenoid*[5]), são detectores de partículas grandes e de propósito geral, que foram projetados e

otimizados para estudar a nova física na escala de energia de TeV. O ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*[31]) e o LHCb (*Large Hadron Collider beauty*[32]) têm papéis mais específicos, com programas mais restritos. O LHCb pretende estudar fenômenos de violação da simetria CP e de decaimentos raros de mésons. Já o ALICE, destina-se ao estudo do plasma de quarks-glúons obtido pela colisão de íons pesados (colisões Pb-Pb). Há, ainda, três outros experimentos, o TOTEM (*TOTal, Elastic and diffractive cross-section Measurement* [33]), o MoEDAL (*Monopole and Exotics Detector At the LHC* [34]) e o LHCf (*LHC-forward* [1]), os quais, são muito menores e projetados para pesquisas ainda mais especializadas.

Desde o seu projeto original, o LHC passou por várias atualizações (*upgrades*) para aumentar sua luminosidade e energia de colisões. Aumentar a luminosidade e o \sqrt{s} pressiona ainda mais os requisitos de operação em várias partes dos detectores, devido aos níveis mais elevados de radiação, necessitando de equipamentos mais resilientes. Além disso, o fluxo de dados também é aumentado e os algoritmos de filtragem precisam ser mais sofisticados e desenvolvidos para lidar com as taxas de coleta de dados e com as novas condições de acumulação.

O LHC foi planejado prevendo três fases de atualização (*upgrade*) para os seus diferentes sistemas [35], com três longas paradas para intervenções e melhorias. Este planejamento será melhor detalhado na seção 2.4.4. O presente trabalho foi realizado em colaboração com o experimento ATLAS, o qual será descrito com maiores detalhes na próxima seção.

2.4 Experimento ATLAS

Fruto de uma colaboração internacional, com mais de 3000 físicos e engenheiros, o ATLAS é o maior experimento do LHC. Ele tem o objetivo de investigar tipos diferentes de física que podem se tornar observáveis nas altas energias alcançadas pelo LHC. Podem ser confirmações e medidas melhoradas do Modelo Padrão, ou possíveis pistas para novas teorias físicas. Esses diversificados programas de física exigem que o ATLAS atinja precisão no rastreamento de partículas carregadas e na medição de energia, de interações de partículas eletromagnéticas, fortes e neutras, além da reconstrução de energia faltante (devido aos neutrinos).

Devido às condições experimentais do LHC, são exigidos dos detectores componentes eletrônicos e sensores rápidos, resistentes à radiação. Além disso, uma alta granularidade é necessária para lidar com os fluxos de partículas e reduzir a influência de eventos empilhados (sobrepostos). Tendo a forma cilíndrica e, nominalmente, simétrica para os dois lados do ponto de interação das partículas, o ATLAS mede, aproximadamente, 25 m de altura e 44 m de comprimento. Para detectar as partículas, o experimento inclui um detector interno de traços

ou trajetórias [36], calorimetria [37] e espectrômetro de múons [38], assim como, ímãs supercondutores solenóides e toroidais. A disposição dos ímãs compreende um solenóide supercondutor ao redor do detector interno e três grandes toróides supercondutores (um barril e duas tampas nas extremidades), organizados com uma simetria azimutal de oito vezes em torno dos calorímetros. O ATLAS e seus detectores podem ser vistos na Figura 2.4.

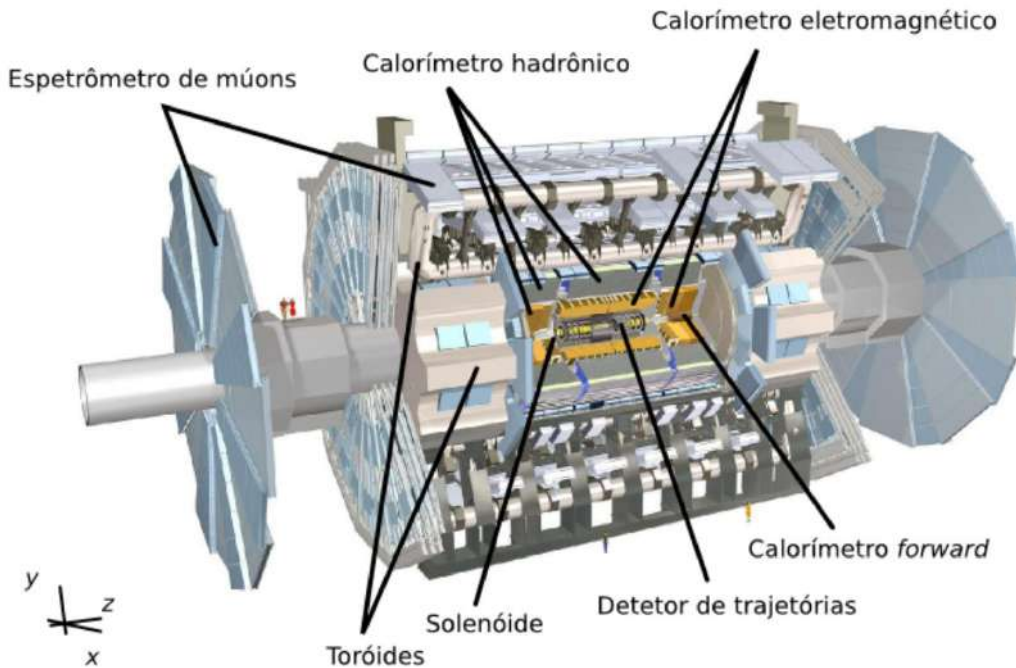


Figura 2.4: O experimento ATLAS e seus detectores. Extraído de [39].

Na parte mais próxima do ponto de colisão, encontra-se o Detector Interno, responsável por medir a trajetória das partículas eletricamente carregadas. Ele é formado por 3 tecnologias diferentes: o detector de *pixels*, o SCT (do inglês *Silicon Microstrip Technologies*) e o TRT (do inglês *Transition Radiation Tracker*). O Detector Interno fica envolto em um grande ímã solenoide capaz de atingir um campo magnético de até 2 Tesla. Esse campo magnético é fundamental para a medição da carga e momento das partículas carregadas.

Em volta do Detector Interno, são posicionados os calorímetros. Primeiro, o calorímetro eletromagnético, em seguida o hadrônico. O calorímetro eletromagnético absorve e estima a energia das partículas eletromagnéticas, tais como fótons, elétrons e pósitrons [40]. Para isso, ele tem como material absorvedor o chumbo. Eletrodos de chumbo imersos em Argônio líquido formam os elementos amostradores, por isso também chamado de LArg, ou LAr, do inglês *Liquid Argon* [41]. O calorímetro hadrônico mede a energia de hádrons, tais como píons, prótons etc. Ele é dividido em duas partes, uma na região das tampas, que possui a mesma construção do LArg, e outra na região do barril, chamada calorímetro de telhas (TileCal) [42]. O

TileCal possui este nome por ter placas (telhas) de aço intercaladas por plástico cintilante. O aço funciona como material absorvedor das partículas, enquanto o plástico é o material amostrador que gera luz através do processo de cintilação [43]. Os calorímetros foram projetados para absorver a grande maioria das partículas geradas nas colisões. Somente múons e neutrinos podem ultrapassar todo o detector sem uma fácil observação. Mesmo assim, pode-se usar os calorímetros para detecção de neutrinos através da energia faltante e de múons através de uma pequena energia depositada por eles, notadamente na parte hadrônica. Por fim, a última camada de detectores é formada pelo espectrômetro de múons, composto por câmaras de detecção de várias tecnologias. O campo magnético dos ímãs toroidais curvam a trajetória dos múons e tornam possível a estimativa do momento transversal da partícula, através da detecção da curvatura em várias camadas do espectrômetro.

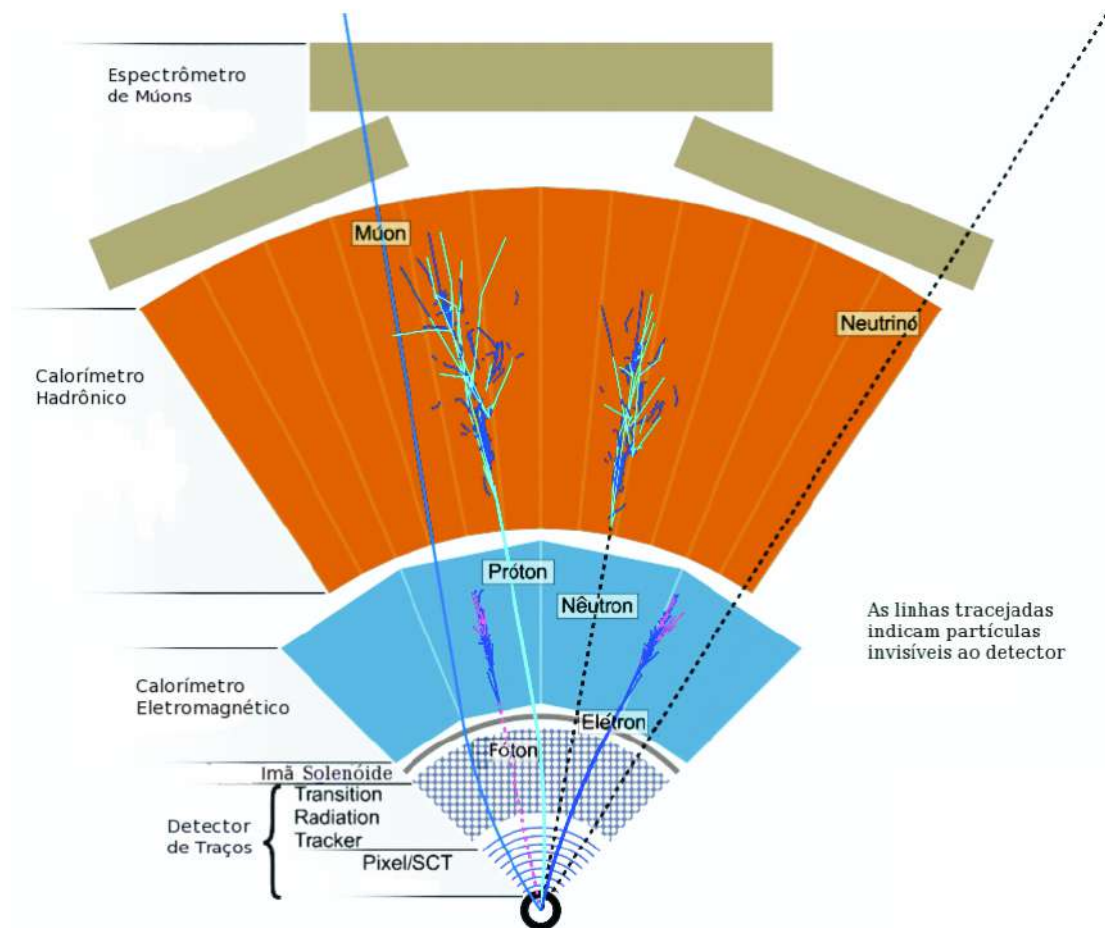


Figura 2.5: Corte transversal do ATLAS, mostrando os detectores e as interações de algumas partículas. Extraído de [44].

A Figura 2.5 mostra o comportamento das interações em cada camada de detectores do ATLAS, onde ficam evidentes: a absorção de elétrons e fótons no calorímetro eletromagnético, gerando uma cascata de partículas eletromagnéticas;

a absorção de prótons e nêutrons no calorímetro hadrônico, gerando chuveiros hadrônicos; a passagem de múons e neutrinos por todos os detectores, onde os múons são detectados pelo espectrômetro e os neutrinos não interagem.

De forma a se adaptar à geometria do detector e melhorar a caracterização das partículas, o sistema de coordenadas do ATLAS é definido conforme a Figura 2.6. A origem O define o ponto de colisão das partículas, sendo o eixo- z na direção do feixe de colisão, três coordenadas principais são definidas:

- ρ : distância de um ponto ao centro da colisão
- φ : ângulo azimutal em torno do eixo- z
- η : a pseudo-rapidez [45], definida em função do ângulo de incidência (θ) de partículas resultantes da colisão, como:

$$\eta(\theta) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.1)$$

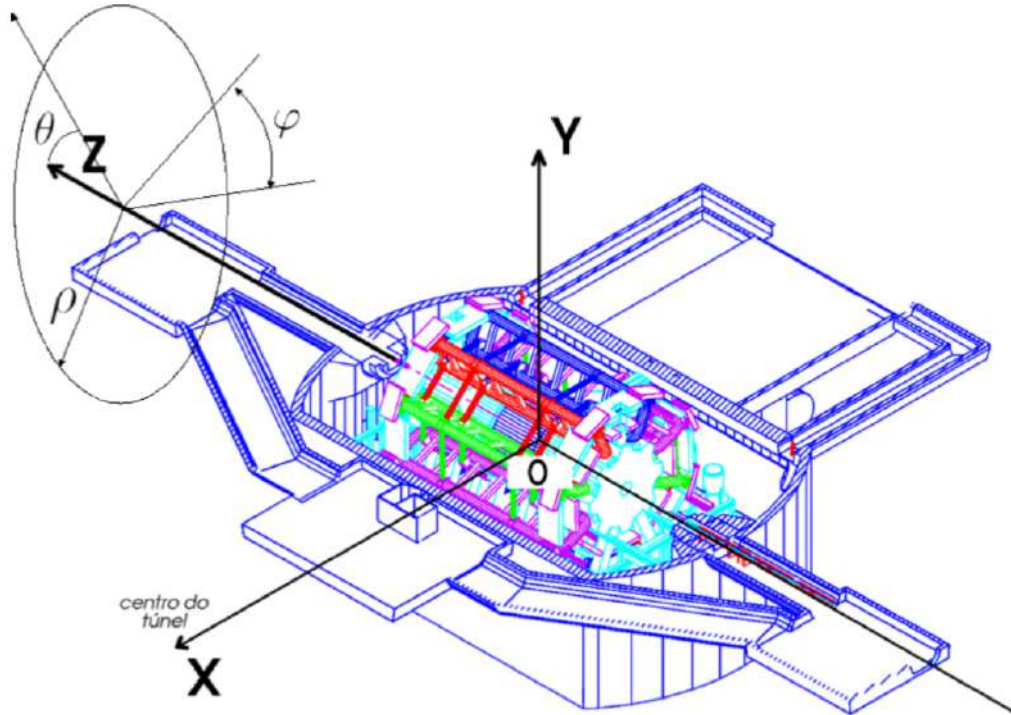


Figura 2.6: Sistema de coordenadas do ATLAS. Extraído de [39].

Ao longo do eixo- z , o ATLAS é dividido em dois lados: o lado A para valores de z ou η positivos e o lado C para esses valores negativos. Importante salientar que quando $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 90^\circ$, $\eta = \infty$ e $\eta = 0$, respectivamente.

Como o presente trabalho de tese envolve, principalmente, o calorímetro de telhas e o espectrômetro de múons, esses detectores serão detalhadamente descritos nas seções 2.4.1 e 2.4.2, respectivamente.

2.4.1 O Calorímetro Hadrônico de Telhas

O TileCal [46], alocado imediatamente após o calorímetro eletromagnético, tem o objetivo de provocar os chuveiros hadrônicos e medir a energia depositada. As partículas hadrônicas decaem quando interagem através da força forte. Quando um hádron altamente energético penetra em um bloco de matéria, eventualmente, interage com algum núcleo atômico. Neste processo, uma fração da energia inicial da partícula é transferida para o núcleo com o qual o hádron interagiu e o núcleo excitado libera energia, emitindo núcleons (prótons ou nêutrons) e depois, raios gama de baixa energia. As partículas produzidas nessa reação, por sua vez, podem perder sua energia cinética por ionização ou induzir novas reações, formando uma cascata ou chuveiro que sensibiliza as células de detecção, podendo ser reconstruídas.

Como a maioria dos detectores do ATLAS, o TileCal é dividido em três seções cilíndricas: um barril longo, localizado entre dois barris estendidos. Cada seção de barril do TileCal é composta de 64 módulos azimutais. O barril central do TileCal é referido como o Barril Longo (*Long Barrel*), e é dividido ao meio, de modo que cada lado é identificado como sendo lado A e lado C, de acordo com o sistema de coordenadas descrito na seção 2.4. Logo, 4 partições compõem o calorímetro: *Long Barrel A* (LBA) e *Long Barrel C* (LBC), *Extended Barrel A* (EBA) e *Extended Barrel C* (EBC). A Figura 2.7 mostra a composição das regiões do barril. Ao todo, o TileCal cobre a maior parte da região central do ATLAS, em $|\eta| < 1,7$ e $-\pi < \phi < +\pi$. Entre o LB e o EB do TileCal, existe um espaço de, aproximadamente, 60 cm para permitir o acesso às partes internas do detector, durante os períodos de manutenção e também para permitir que o cabeamento atinja os sistemas do LAr e do detector interno.

O calorímetro possui um raio interno de 2,28 m e um raio externo de 4,23 m, com o comprimento do LB ao longo do eixo do feixe igual a 5,64 m, enquanto o EB tem comprimento de 2,91 m. Como o calorímetro eletromagnético tem uma resolução η e φ muito boa, a granularidade do TileCal também é importante, e uma segmentação de $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 0,1$ foi escolhida. Cada módulo é composto por células, divididos em três camadas radiais com segmentação $\Delta\eta = 0,1$ para as duas camadas internas, e $\Delta\eta = 0,2$ para a camada mais externa. A segmentação de células do TileCal está representada na Figura 2.8 para um módulo do barril central e um módulo do barril estendido, ambos do lado A.

No exterior azimutal dos módulos, pares de fibras ópticas, do tipo WLS (*Wave-*

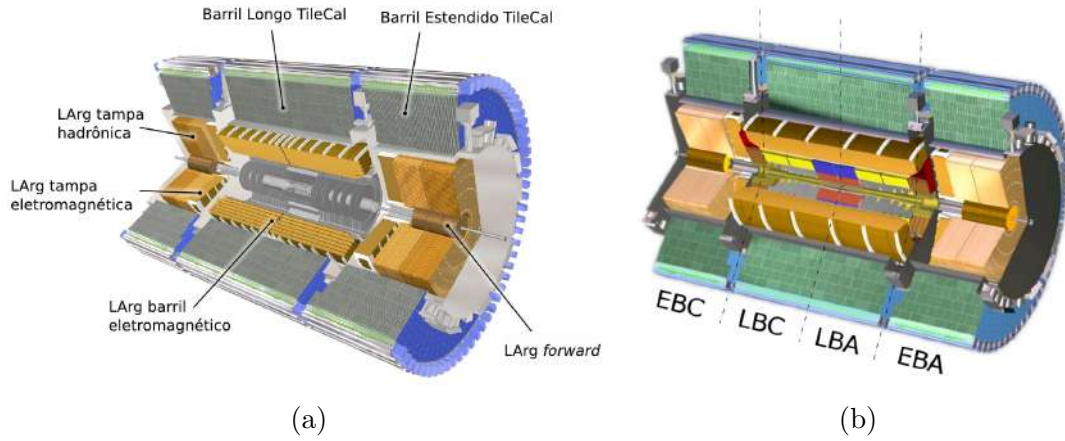


Figura 2.7: Os calorímetros do ATLAS (a) e as partições do TileCal (b). Extraído de [39].

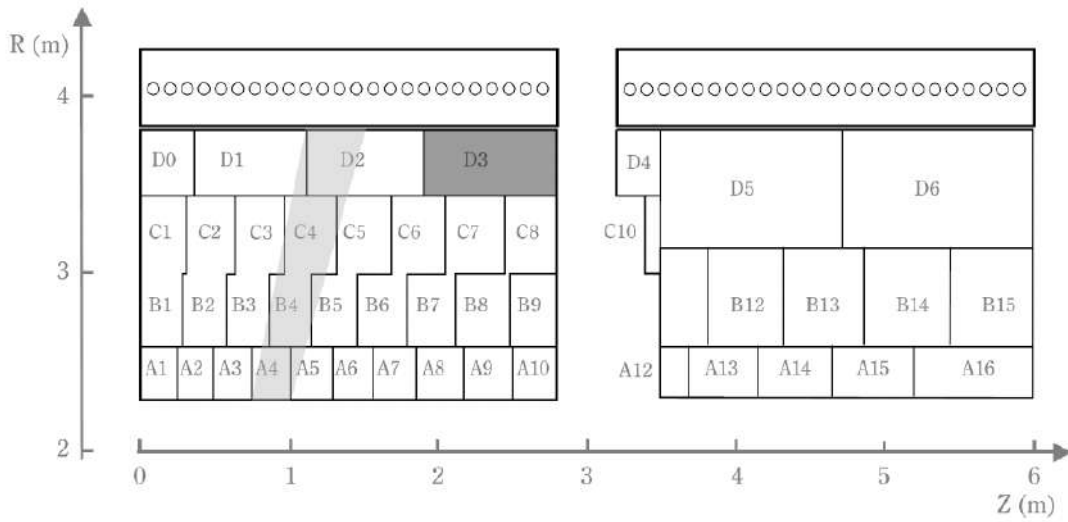


Figura 2.8: Segmentação de células de um módulo do TileCal para o barril longo e barril estendido. Extraído de [47].

Length Shifting) [48], percorrem radialmente as bordas das telhas de plástico cintilante para coletar a luz gerada pela partícula. Grupos de telhas cujas fibras são agrupadas, formam a segmentação do calorímetro em células, cuja leitura é realizada em duas fotomultiplicadoras diferentes, uma para cada lado das telhas. Essa segmentação fornece ao TileCal sua capacidade de determinar os locais tridimensionais de uma partícula ou jato. A maioria das telhas de plástico, o material de aço, os cabos de fibra óptica, o revestimento para as telhas e os PMTs estão disponíveis comercialmente (ou os materiais para criá-los), de tal forma que, as várias instituições que participaram da construção dos módulos foram capazes de obedecer ao mesmo padrão, permitindo uma resposta uniforme necessária ao desempenho do detector.

Quando as partículas carregadas passam através das telhas de plástico cintilante

do TileCal, o desexcitamento resultante dos átomos no plástico produzem luz pelo processo de cintilação [49]. A luz emitida tem comprimento de onda na faixa de 240-400 nm, então, para que os PMTs sejam otimamente usados, a luz é deslocada ao longo das fibras ópticas para o comprimento de onda mais sensível aos fotocatodos do PMT (entre 480-495 nm), que atinge-o rapidamente e tem baixa atenuação ao longo do comprimento das fibras. Como tudo no detector ATLAS, os cabos de fibra ótica são fabricados para serem resistentes à radiação, de modo que sua degradação durante a vida útil do detector é mínima e não afeta muito a qualidade do sinal. Uma pequena fração dos fótons reemitidos nos guias de luz são capturados novamente e continuam a se propagar para o PMT graças à reflexão interna total das fibras. Os fótons viajam ao longo das fibras até chegarem aos tubos fotomultiplicadores, onde são convertidos em um sinal eletrônico detectável. As extremidades desconectadas das fibras são aluminizadas [50] para que os fótons sejam refletidos de volta para o PMT. Entre o fotocatodo e as fibras, um misturador de luz é inserido para otimizar a uniformidade de irradiação da luz no sensor. Cada célula é ligada a 2 fotomultiplicadoras, através das fibras ópticas de cada lado, direito e esquerdo do módulo TileCal.

A estrutura que mantém os módulos do TileCal contém gavetas (*drawers*) para a eletrônica de *front-end* e as fotomultiplicadoras, localizados na parte mais externa do sistema TileCal. De frente para as regiões de abertura da gaveta, existe um puxador e uma caixa de aço que se estende para dentro da região de abertura, onde se alojam as fontes de alimentação de baixa tensão. Os fótons recebidos das fibras pelo PMT são convertidos em um sinal elétrico por meio do efeito fotoelétrico. O sinal elétrico produzido a partir do fotocátodo do PMT é aumentado, fazendo com que os elétrons passem por vários estágios de dinodos com potencial elétrico crescente. Essa cascata de elétrons através do PMT permite que o sinal de fótons original seja amplificado por um fator de 10^4 a 10^7 , suficiente para que a eletrônica leia o sinal. Desta forma, o número de fótons produzidos no plástico cintilante do calorímetro podem ser contadas, e a energia que o TileCal absorve das partículas que o atravessam pode ser determinada para análise. O sinal analógico do PMT é enviado para as placas digitalizadoras localizadas no final das gavetas.

O sinal analógico gerado na saída do PMT, devido a partículas carregadas induzidas por colisão de prótons, é construído a partir de amostras adquiridas em intervalos de tempo de 25 ns pelas placas ADC no Digitalizador. Tipicamente, 7 amostras são lidas de cada resposta de PMT para reconstruir o pulso. A altura máxima do pulso é proporcional à energia depositada pela partícula. A Figura 2.10 mostra um diagrama em blocos da eletrônica de leitura do TileCal, composto de duas partes:

- Eletrônica de *front-end*: contida dentro das gavetas do detector, as quais

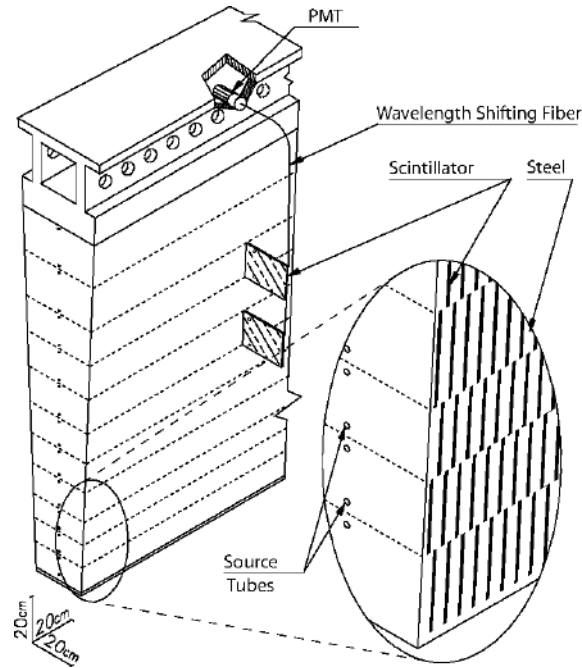


Figura 2.9: Visão tridimensional de um módulo do TileCal. Extraído de [42].

alojam as fotomultiplicadoras do módulo. Possui toda a eletrônica inicial para conformação e leitura dos sinais das fotomultiplicadoras. *PMT block* e *Motherboard* pertencem a esse grupo. O primeiro possui a eletrônica de alimentação e condicionamento dos sinais da fotomultiplicadora. O segundo, é responsável pela digitalização desses sinais, controle dos processos e comunicação com os sistemas de aquisição do ATLAS, através de interfaces ópticas. O digitalizador converte o sinal analógico em digital a uma taxa de 40 MHz, para cada PMT: os ADCs amostram os sinais uma vez a cada 25 ns e as amostras de dados são armazenadas em memórias, enquanto aguardam a aceitação do primeiro nível de filtragem. Os sinais analógicos são enviados para o primeiro nível de filtragem através do somador (*Adder*), onde são digitalizados no sistema eletrônico de *back-end*. O circuito somador também disponibiliza um sinal analógico para detecção de múons, selecionando apenas os sinais da última camada do calorímetro, as células D. Além disso, os dados são enviados diretamente do *PMT block* para o integrador, onde são executados a calibração do Césio 137. *Motherboard* também controla o sistema de injeção de carga (*Charge Injection*) para calibração em carga dos canais das fotomultiplicadoras.

- Eletrônica de *back-end*: localizada fora do detector, na casa de contagem e inclui o sistema TTC (*Trigger Timing Control*) para todo o TileCal. A eletrônica de *back-end* é onde o sistema de TTC do TileCal recebe dados de cabos ópticos provenientes do sistema global de TTC do ATLAS e repasa para

a eletrônica de *front-end*. Quando um evento é aceito pelo primeiro nível de filtragem *online*, um sinal de aceitação (L1A) é enviado para a *Motherboard*, que então lê 7 amostras consecutivas da memória e envia para o sistema de aquisição do ATLAS. O TTC também é responsável por fornecer o *clock* do sistema de 40 MHz ao digitalizador, sincronizado com toda eletrônica do ATLAS. Os *crates* ROD (*Read Out Driver*), então, recebem as informações do sinal e geram estimativas de energia, temporização e empilhamento para o próximo nível de filtragem *online*.

Figura 2.10: Diagrama em blocos da cadeia eletrônica de sinais do TileCal. Extraído de [51].

Como último dos detectores na trajetória das partículas, ou seja, na parte mais externa do ATLAS, se encontra o Espectrômetro de Múons (MS, do inglês *Muon Spectrometer*) [52]. A sua finalidade é a detecção de múons, podendo ou não medir o momento e a deflexão dessas partículas causada pelo fortíssimo campo magnético dos ímãs toroidais supercondutores. O espectrômetro de múons é dividido em barril (*barrel*) e tampas (*Endcap*), onde são posicionadas as câmaras de detecção. Ao todo, câmaras com quatro diferentes tecnologias são utilizadas, divididas em duas categorias: identificação de múons e medição de seu momento. No barril, são organizadas em três cilindros concêntricos ao redor do eixo do feixe e são

montadas de tal forma que as partículas decorrentes de uma colisão atravessem as suas camadas. Na região da tampa, a identificação é feita por câmaras TGC (*Thin-Gap Chambers*) [53] e na região do barril, por câmaras RPC (*Resistive Plate Chambers*) [54]. Para a medição de mais alta precisão, são utilizadas em ambas as regiões, câmaras do tipo MDT (*Monitored Drift Tubes*) [55], e apenas em um região das tampas, câmaras CSC (*Cathode Strip Chamber*), devido à alta taxa de radiação (a resposta dessas câmaras é mais rápida e com melhor resolução temporal) [56].

De maneira geral, essas câmaras são internamente preenchidas com gases e submetidas a um intenso campo elétrico. Quando uma partícula eletricamente carregada passa pela câmara, elétrons são liberados pelo fenômeno de ionização do gás. Esses elétrons são captados por eletrodos e o sinal resultante confirma a passagem da partícula. Para obter informação da trajetória da partícula, essas câmaras são altamente segmentadas. Como a quase totalidade das partículas geradas pela colisão são absorvidas nos calorímetros, a maior parte das partículas que interagem com as câmaras são múons. Entretanto, a radiação proveniente do feixe de partículas do LHC, e das próprias colisões no centro do ATLAS, também interage com as câmaras. O processo de identificação de múons, no ATLAS, será melhor descrito no Capítulo 3, envolvendo o sistema de filtragem *online*. Os quatro tipos diferentes de tecnologias utilizadas nas câmaras para detecção dos múons, mostradas Figura 2.11, podem ser descritas com mais detalhes:

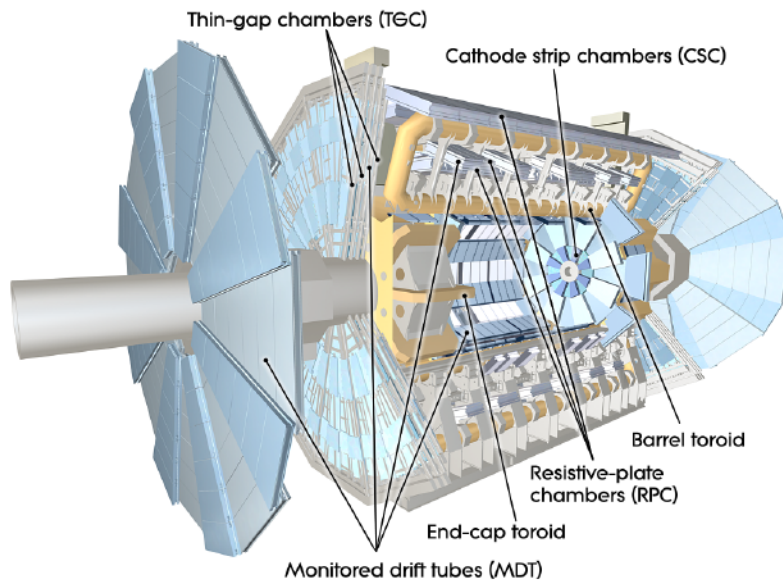
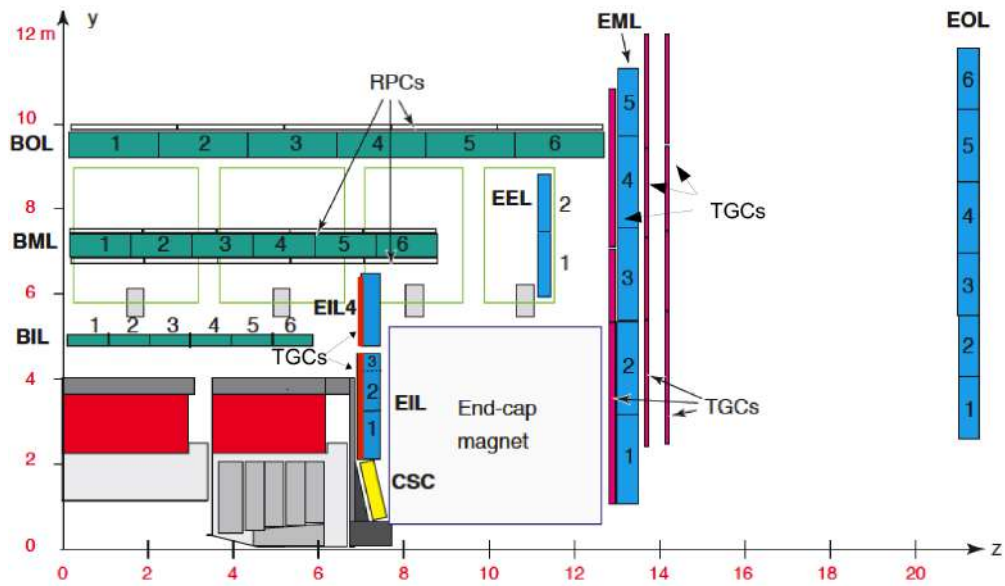
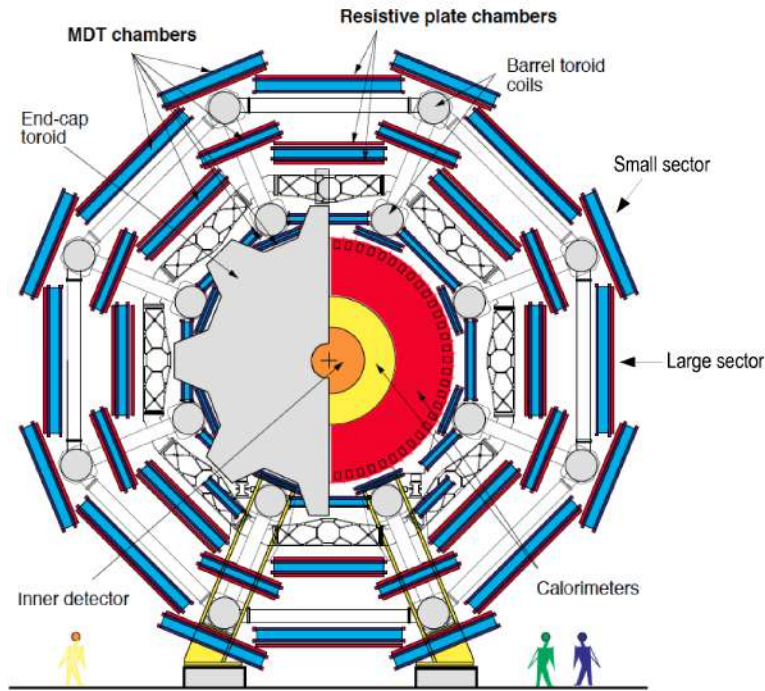


Figura 2.11: Espectômetro de Múons e suas diferentes tecnologias de câmaras. Extraído de [38].

- **RPC** (*Resistive Plate Chambers*): dispostas na região do barril central, são utilizadas para identificação de passagem dos múons. São constituídas de



(a)



(b)

Figura 2.12: Disposição geométrica da câmaras do espectrômetro de múons. (a) vista de um quadrante transversal ao plano z - y . (b) vista transversal ao plano x - y . Extraído de [52].

pratos resitivos de baquelite¹ que formam os volumes preenchidos pelo gás ionizável. Com rápida resposta e boa resolução temporal, geram informação para o primeiro nível de *trigger*.

- **MDT** (*Monitored Drift Tubes*): ocupando tanto a região do barril central

¹Resina sintética quimicamente estável e resistente ao calor

como das tampas, fazem a medição do momento linear das partículas. É composta por várias camadas de tubos metálicos preenchidos com gás em alta pressão e um fio fino de tungstênio-rênio ao centro de cada tubo. Uma alta tensão é aplicada entre o fio e o tubo para gerar o campo elétrico.

- **TGC** (*Thin-Gap Chambers*): localizadas apenas na região das tampas, realizam a identificação dos múons. Uma câmara TGC consiste em um plano de fios espaçados onde é mantida uma alta tensão (HV, do inglês *High Voltage*). Esses fios são postos entre planos resistivos de cátodos a uma distância menor do que o espaçamento fio-a-fio.
- **CSC** (*Cathode Strip Chamber*): por possuir uma resposta mais rápida e com melhor resolução temporal, ocupam também uma região específica das tampas, devido à alta taxa de radiação nessa área. Assim como as câmaras MDT, elas são capazes de medir o momento das partículas.

A disposição geométrica dessas câmaras pode ser vista na Figura 2.12 (a). As câmaras verdes rotuladas BIL, BML, BOL e as azuis rotuladas EIL, EEL, EML, EOL são câmaras MDT nas regiões do barril e da tampa do espectrômetro, respectivamente. As câmaras TGC, são mostradas como finas câmaras em vermelho, enquanto as câmaras RPC, em branco, e as câmaras CSC em amarelo. Na Figura 2.12 (b), as câmaras são apresentadas em uma vista transversal.

2.4.3 O Sistema de Filtragem *online*

Considerando a taxa de eventos do ATLAS, sua segmentação fina e a raridade dos eventos de interesse, torna-se indispensável projetar um sistema de filtragem *online* para o experimento. Cada colisão gera aproximadamente 1,5 MB (talvez 1.7 MB, na última atualização) de informação, o que resulta em um volume mínimo de dados na ordem de 60 TB/s. As atuais tecnologia inviabilizam o armazenamento de todos os eventos gerados, tornando o papel da filtragem *online* essencial. O sistema de filtragem, ou *trigger online*, deve identificar os padrões de interesse em meio aos eventos de física ordinária, e os selecionar, reduzindo drasticamente o volume de dados.

Tal sistema é implementado no ATLAS de forma hierárquica, onde o nível superior valida a decisão do nível inferior. Geralmente, a hierarquia de análise de um sistema de filtragem *online* é desenvolvida de forma que os níveis mais baixos apliquem cortes baseados em critérios mais simples, enquanto os níveis mais elevados implementam critérios de seleção mais complexos, uma vez que dispõem de um tempo maior para análise de cada evento. Cada nível do sistema possui um

tempo de latência pré-determinado, ou seja, um tempo de duração máximo entre o recebimento de dados e a decisão sobre a aceitação/rejeição do evento.

O primeiro nível de *trigger* (L1, sigla do inglês *Level-1*) utiliza a informação obtida com granularidade reduzida, haja vista o número maior de canais produz um alto custo computacional. Ele é responsável pelo maior corte na taxa de eventos, com a menor latência ($2,5 \mu\text{s}$) [57]. Portanto, são utilizados, para esse nível, apenas informação dos calorímetros (com granularidade reduzida) e dos detectores de múons com resposta rápida (RPC para o barril longo e TGC para a região das tampas). Uma outra característica deste nível é que todo ele é implementado em *hardware*, utilizando componentes do tipo FPGA (do inglês *Field-Programmable Gate Array*), o que possibilita uma maior flexibilidade aos projetos e permite a atualização para algoritmos mais complexos, uma vez que a lógica sintetizada em FPGA é reconfigurável. A eletrônica dedicada do L1 tem a tarefa de reduzir a taxa de eventos de 40 MHz (taxa de eventos do LHC) para 100 kHz. A Figura 2.13 ilustra o sistema de *trigger* e fluxo de dados implementados no ATLAS para a fase 1 de operação.

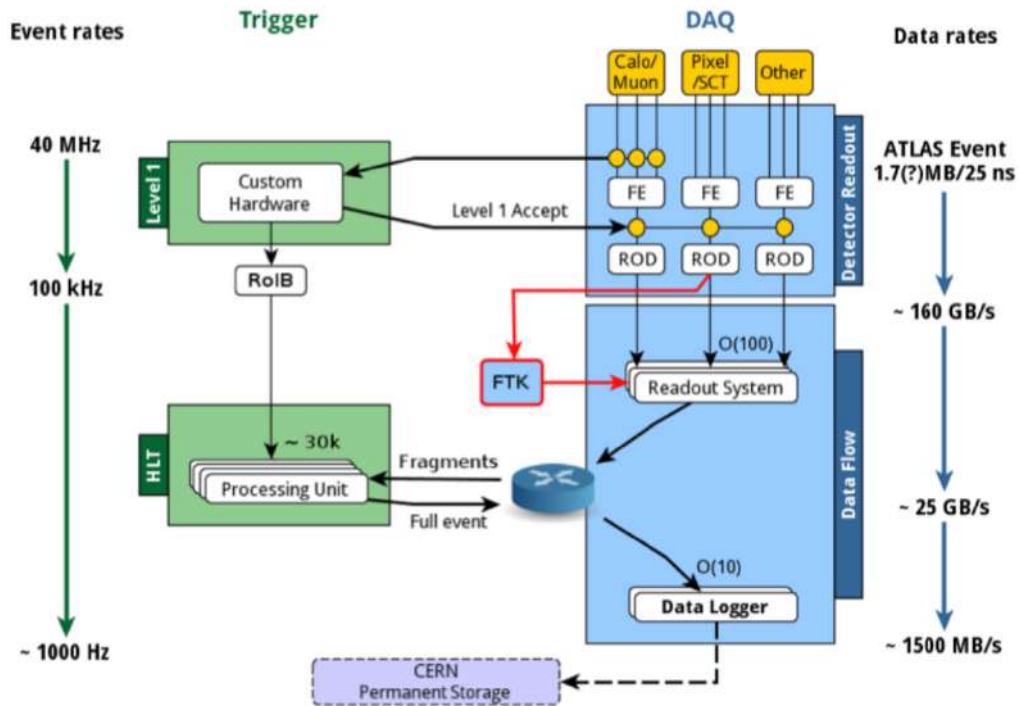


Figura 2.13: Diagrama em blocos do sistema de *trigger* e aquisição de dados do ATLAS. Extraído de [58].

Para cada *trigger* aceito pelo L1, é associada uma região de interesse (ROI), identificando as coordenadas η e ϕ dos locais onde uma assinatura interessante que atende aos critérios de seleção ocorreu. Este evento é propagado para os algoritmos do HLT (do inglês *High Level Trigger*), que realiza extrações de características

e testes de hipóteses mais sofisticados, com granularidade completa, para tomar a decisão de aceitação ou rejeição do evento. Além das células do calorímetro, este nível utiliza a informação dos detectores de traço do ATLAS, para compor a informação que será repassada para os testes de hipótese da configuração requerida para aceitação de um determinado padrão de evento na cadeia de *Trigger*. Ao fim do processo de filtragem de eventos, apenas 1000 Hz de taxa de dados são gravados em disco permanente.

2.4.4 Plano de *upgrade* do LHC

O programa de pesquisa do ATLAS varia desde medições precisas dos parâmetros do Modelo Padrão, com objetivo de descrever melhor as interações das partículas elementares, até a busca por fenômenos físicos além desse modelo. No entanto, ainda existem alguns pontos críticos nos modelos atuais, que surgem tanto de considerações teóricas quanto de resultados experimentais, e podem indicar que uma teoria mais geral é necessária para descrever consistentemente a fenomenologia da física de partículas. No que diz respeito à busca por fenômenos além do Modelo Padrão, a Supersimetria (ou SUSY, do inglês *supersymmetry*) [8, 20, 59–63] oferece uma possível solução para alguns desses problemas abertos.

Para atender as demandas deste tipo, o aumento da estatística e da energia das colisões permite a melhoria das medições de diversos processos físicos. Por isso, no planejamento de operação do LHC, foram previstos vários períodos de crescente aumento da luminosidade fornecida aos seus experimentos, aliado ao crescimento da energia total da colisão do centro de massa. A Figura 2.14 mostra a agenda dessas modificações na operação do LHC, compreendendo fases de operação entre longas paradas (LS, do inglês *Long Shutdown*) de intervenção para aprimoramentos.



Figura 2.14: Planejamento de operação do LHC. Extraído de [35].

Antes da primeira grande parada, a LS1 (em 2013 e 2014), ocorreu a fase 0 do experimento, onde as colisões aconteceram com energias de 7 TeV e 8 TeV em 2011 e 2012, respectivamente. A luminosidade das colisões neste período (chamado *Run*

1) atingiram 75% da luminosidade nominal de 30 fb^{-1} para este período. Após os aprimoramentos do LS1, os quais incluem o trabalho desta tese, iniciou-se a fase 1 de operação do LHC em 2015. A fase 1 se estenderá até 2023, quando ocorrerá o LS3 e a preparação para operação do *High-Luminosity* LHC. Na fase 1, há dois grandes períodos de colisões, a Run 2 e a Run 3, operando com energias de 13 TeV e 14 TeV e luminosidades nominais de 150 fb^{-1} e 300 fb^{-1} , respectivamente. Após o LS3, inicia o período *High-Luminosity* LHC, o qual visa atingir taxas extremas de luminosidade para aumentar ainda mais o potencial de descobertas físicas. O objetivo é aumentar a luminosidade em um fator de 10, além do valor de projeto do LHC. Isso permitirá a observação de processos ainda mais raros, inacessíveis ao atual nível de sensibilidade do acelerador e seus detectores.

Com o crescente aumento de luminosidade efetuado pelas atualizações do LHC, o ATLAS precisa também ser atualizado para obter o melhor aproveitamento do novo ambiente criado e ser capaz de operar com mais ruído de fundo, mantendo, pelo menos, o mesmo rendimento das operações anteriores. Neste contexto, é inserido o trabalho da presente tese, a qual integra-se ao processo de atualização do ATLAS para a operação na fase 1, durante a *Run 2* e posteriormente, a *Run 3*.

Capítulo 3

Fusão de informação para identificação de múons

As interações de partículas da radiação de fundo do ATLAS, que permeiam todo o detector, têm um impacto importante no espectrômetro de múons e, conseqüentemente, na detecção de múons no primeiro nível de filtragem (L1Muon). Elas prejudicam a observação da física de interesse, pois os múons falsos que passam pelo L1Muon são rejeitados no próximo nível de *trigger* (HLT). Os algoritmos de reconstrução do HLT têm acesso à informação de trajetória do Detector Interno e da energia perdida pelo múon nos calorímetros, além de utilizar a informação com granularidade fina. Desta forma, os falsos múons, que preenchem a banda-passante do primeiro nível, impedem que melhores candidatos sejam selecionados para o HLT, fazendo com que possíveis eventos de interesse deixem de ser observados. Uma fusão de informação no primeiro nível de filtragem, entre o espectrômetro de múons e o calorímetro de telhas, pode auxiliar na rejeição dos falsos *triggers* e manter a banda altamente eficiente. Taxas de *trigger* maiores que 50 kHz podem ser atingidas, se nenhuma mudança for realizada, ultrapassando os limites de segurança para operação do primeiro nível de filtragem. Este capítulo abordará o *trigger* de múons no ATLAS e os estudos anteriores de avaliação do uso da calorimetria na identificação de múons, além de apresentar a solução de fusão de informação implementada por este trabalho.

3.1 Identificação de múons no ATLAS

Os múons são identificados primeiramente no L1Muon pela coincidência espacial e temporal de *hits*¹ nas câmaras RPC (na região $|\eta| < 1.05$) ou TGC ($1.05 < |\eta| < 2.4$). O padrão de *hits* detectado é comparado com o padrão esperado para um

¹Quando a partícula é detectada nas câmaras de múons

múon de momentum infinito (com trajetória em linha reta), usado para estimar o momento transversal p_T da partícula. O HLT recebe esta informação junto com a informação da RoI e faz uso das câmaras de precisão MDT e CSC para aprimorar ainda mais os candidatos do L1Muon.

O primeiro nível de *trigger* de múons busca uma coincidência de *hits* em várias camadas (estações) de câmaras de *trigger*, que são consistentes com a combinação de *hits* esperados de múons provenientes do ponto de interação das colisões. Para as câmaras RPC, um plano pivô é definido como a estação do meio (RPC 2), enquanto, para as câmaras TGC, o plano pivô é a estação mais externa (TGC 3). Cada RoI, em uma estação do plano pivô, possui uma janela de coincidência pré-calculada de locais nas outras estações para a qual acredita-se que um múon, acima de um determinado patamar de p_T , é capaz de passar. As janelas de coincidência são calculadas usando uma simulação de Monte Carlo para eventos de um único múon. São suportados até seis patamares de p_T diferentes.

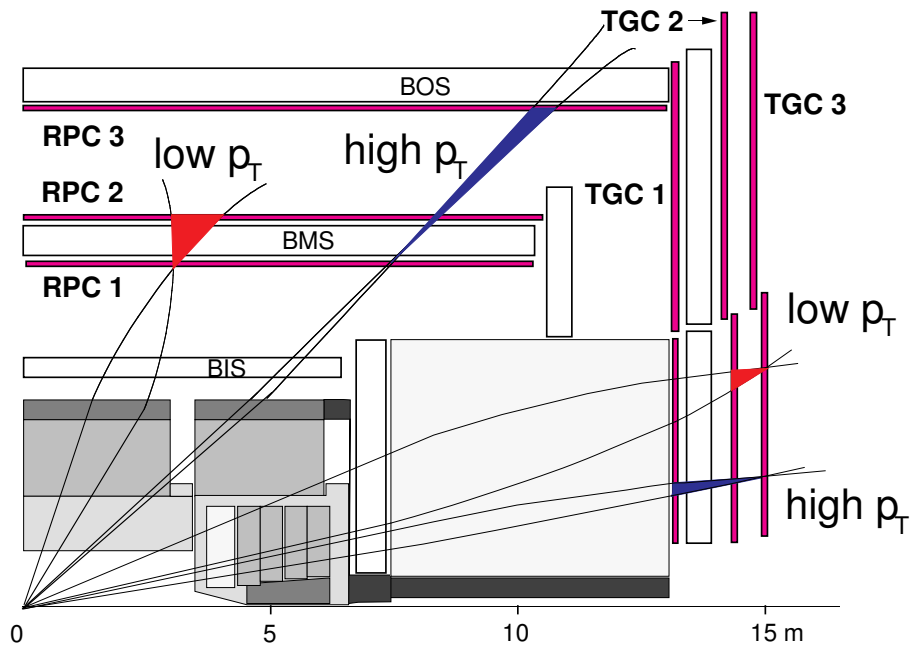


Figura 3.1: Esquema de *trigger* do L1Muon – extraído de [52].

A Figura 3.1 mostra a localização das câmaras de *trigger* do L1Muon, organizadas em suas respectivas camadas, com exemplos de trajetórias de múons de baixo- p_T (*low- p_T*) e alto- p_T (*high- p_T*). São estabelecidos *thresholds* de momento transversal para a categorização em baixo- p_T e alto- p_T , correspondendo a 6 GeV e 20 GeV, respectivamente, durante a *Run 2*. Pode-se ver, na região do barril, que múons com baixo- p_T tendem a não alcançar o plano RPC 3, mais distante do eixo-z, devido à curvatura da trajetória proporcionada pelo campo magnético. Por sua vez, múons com alto p_T têm as suas trajetórias pouco alteradas pelo campo, deixando *hits* nos três planos. Na região das tampas, o *trigger* de múons de baixo- p_T

é formado pela coincidência entre as câmaras TGC 2 e TGC 3. Para o *trigger* de múons de alto- p_T , é ainda necessária a coincidência entre todas as 3 câmaras. A nível de esclarecimento nas nomenclaturas ao longo desse trabalho, as câmaras TGC 1, TGC 2 e TGC 3 também são chamadas de M1, M2 e M3, respectivamente.

O sistema do TGC também possui câmaras em uma camada mais interna ao detector, chamadas EI (*EndCap Inner*) e FI (*Forward Inner*). Essa câmaras são utilizadas para suprimir falsos *hits* e múons de baixo- p_T . A Figura 3.2 (a) ilustra a posição de todas as camadas de câmaras TGC. Além da disposição espacial, a disposição temporal dos *hits* possibilita a rejeição de partículas aleatórias, como múons provenientes de raios cósmicos e radiação da caverna. Ao ser detectada a passagem de um múon, as coordenadas η e ϕ da respectiva RoI são disponibilizadas para o HLT. Devido a questões estruturais, como o suporte do detetor e os ímãs toroidais do barril, algumas regiões do espectrômetro não são cobertas por câmaras RPC e TGC [64]. A Figura 3.2 (b) mostra a disposição física das câmaras TGC, onde é possível ver a falta de cobertura em ϕ das câmaras internas FI e EI.

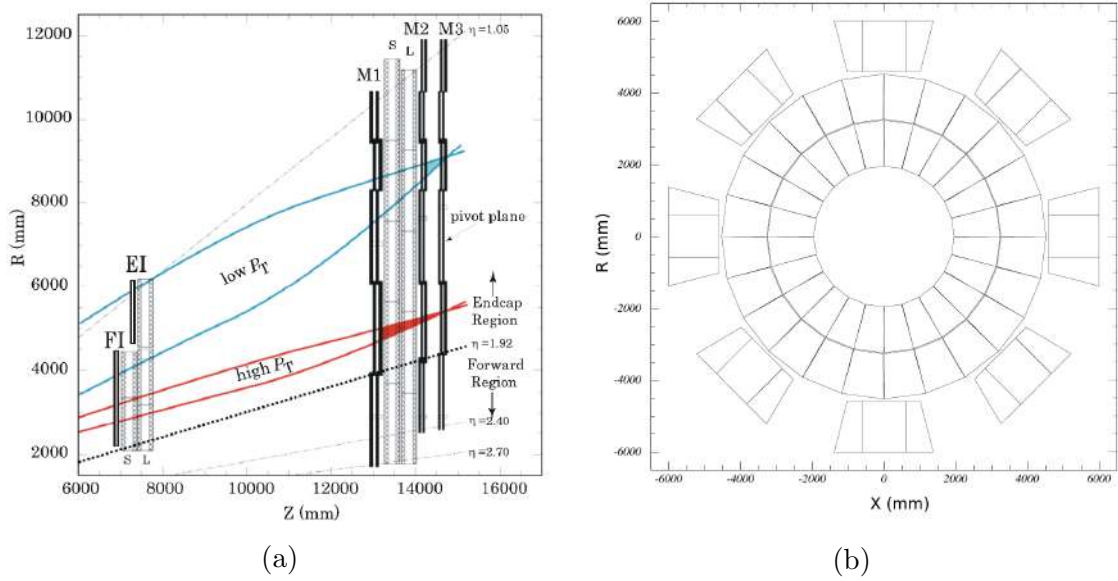


Figura 3.2: Sistema de câmaras TGC: (a) vista longitudinal (b) vista transversal das câmaras internas FI/EI – extraído de [52]

A geometria de *trigger* das câmaras TGC é dividida radialmente em região *Forward* ($\eta > 1.92$) e *Endcap* ($\eta < 1.92$), ver Figura 3.3. O sistema de câmaras TGC corresponde a 48 setores de *trigger* na região *Endcap* e 24 setores na região *Forward*, para cada lado do experimento. Devido ao campo magnético não uniforme, desvios nas direções R e ϕ (ΔR e $\Delta\phi$) acontecem para múons que têm o mesmo valor de momento transversal. Além disso, o campo magnético é muito fraco em algumas áreas para extrair a informação de carga e p_T . Para manter o momento transversal o mais alto possível, dividiu-se o *Endcap* em sub-setores, onde calcula-se, de forma

independente, cada momento. Cada setor *Endcap* contém 148 sub-setores e cada setor *Forward* contém 64 sub-setores.

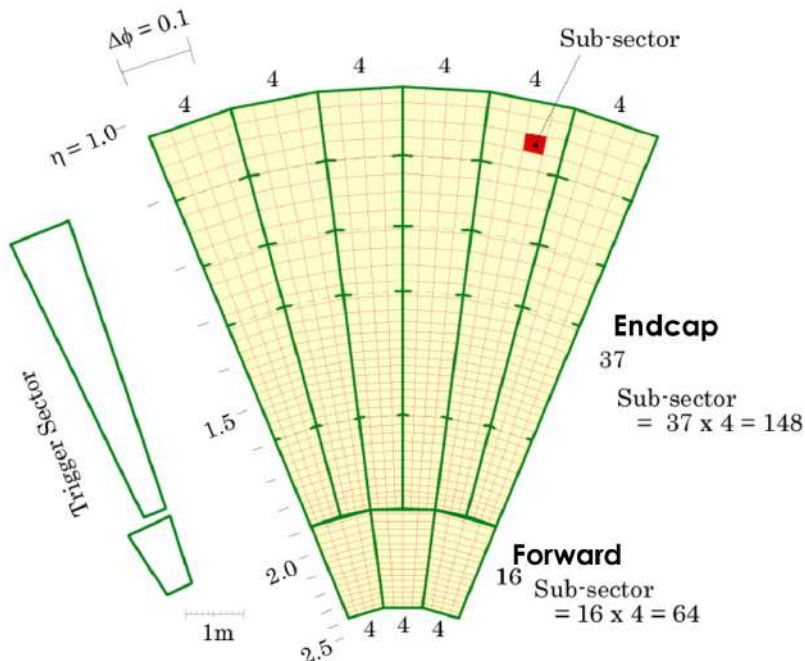


Figura 3.3: Um octante do plano de câmaras TGC e setores de trigger – extraído de [65].

A eletrônica para um setor de *trigger*, que pode ser visto na Figura 3.4, consiste em três estágios: primeiro, são verificadas as janelas de coincidência de baixo- p_T entre 2 estações (M2 e M3) e calculado o desvio. Depois verifica-se as janelas de coincidência de alto- p_T para examinar se um *hit* no M1 corresponde ao resultado do baixo- p_T e, em seguida, calcula-se o desvio. Se não houver *hit* válido no M1, o resultado do baixo- p_T é enviado para o próximo estágio. As janelas de coincidência baixo- p_T e alto- p_T são realizadas no plano R-Z e no plano ϕ -Z de forma independente e os candidatos com $p_T > 6$ GeV são selecionados. Por fim, um módulo chamado *Sector Logic* reconstrói os traços de múons tridimensionalmente, combinando os dois conjuntos de informação (R-Z e ϕ -Z), e classifica-os em um dos seis níveis de p_T . Em seguida, escolhe os dois traços de maior p_T em cada setor de *trigger*. As informações de *trigger* resultantes (RoI; número do sub-setor que ocorreu o *hit*, valor de p_T e carga) são enviadas para o MUCTPI (*Muon-to-Central Trigger Processor Interface*) [66] para decisão do L1.

No HLT, os algoritmos de identificação e reconstrução de múons recebem as informações selecionadas pelo L1Muon e consultam a informação das câmaras de precisão, que possuem maior resolução. Através de uma reconstrução mais precisa, refina-se a estimativa do momento transversal do múon. A reconstrução do múon no HLT é dividida em 2 fases: rápida (*fast*) e de precisão (*precision*).

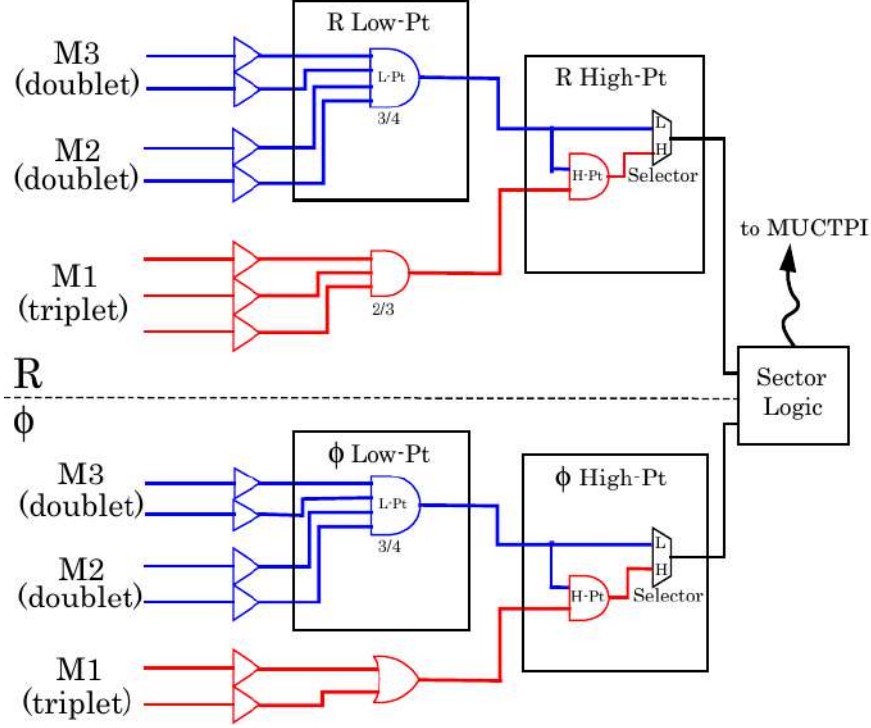


Figura 3.4: Diagrama em blocos da eletrônica do L1Muon na região das tampas para apenas um setor de *trigger* – extraído de [65].

Na fase de reconstrução *fast*, cada candidato do L1Muon é refinado, onde são incluídos os dados de precisão das câmaras MDT da RoI definida pelo primeiro nível. Um ajuste de traço é executado usando as informações de tempo e posição das câmaras MDT, e uma estimativa de p_T é atribuída usando LUT (*LookUp Table*). Este processo cria candidatos de múons somente com informações de traço do espectrômetro de múons, chamados *MS-only*. A trajetória do múon *MS-only* é extrapolada de volta para o ponto de interação, usando um extrapolador de traços *offline* (com base em uma descrição detalhada do detector, ao invés da abordagem baseada em LUT). Esse múon é então combinado com os traços reconstruídos no detector de traços para formar um candidato de múon combinado (*combined muon*) com resolução refinada.

Na fase *precision*, a reconstrução do múon começa a partir das RoI's já refinadas, identificadas pela fase *fast*, reconstruindo segmentos e traços usando informações das câmaras de *trigger* e de precisão. Como na fase *fast*, os candidatos a múons são formados pela primeira vez usando os detectores de múons (somente espectrômetro) e, posteriormente, são combinados com traços do Detector de traços, formando múons combinados. Se nenhum traço associado no Detector de traços for encontrado, os múons combinados são procurados pela extrapolação dos traços do Detector de traços para o espectrômetro de múons. Esta última abordagem (de dentro para fora, ou *inside-out*) é mais lenta e, portanto, apenas usada se a busca

anterior, “*outside-in*”, falhar. Com este procedimento, pode-se recuperar cerca de 1 a 5% dos múons, a maioria de baixo- p_T .

Os múons combinados são usados para a maioria dos *triggers* de múons. No entanto, múons *MS-only* são usados para *triggers* especializados que não podem depender da existência de uma traço no Detector de traços, por exemplo, partículas que se deterioram dentro do volume do Detector de traços.

3.2 Calorimetria na identificação de múons

Os múons que chegam ao espectrômetro de múons têm uma fração de sua energia absorvida pelo TileCal. Acima do limiar de 5 GeV, os múons depositam uma quantidade uniforme de energia no TileCal, independente de seu momento transversal. Em comparação com os chuveiros hadrônicos, a luz emitida devido aos múons que atravessam o material cintilante é pequena. Logo, o TileCal deve ter uma grande faixa dinâmica na leitura do sinal, sobre a qual ele adquire as informações. O histograma da deposição de energia do múon no TileCal é, aproximadamente, uma distribuição de Landau [67] ou, mais precisamente, uma Landau convoluída com uma distribuição Gaussiana [68]. Portanto, o número de fotoelétrons emitidos (amplitude do pulso) por GeV pode ser determinado com base em um ajuste à distribuição de energia.

Como descrito na seção 2.4.1, a eletrônica de *front-end* do TileCal disponibiliza, também, canais analógicos da camada D, a mais externa do calorímetro. Como as células D são as maiores em comprimento, elas oferecem uma razão sinal-ruído (SNR - *Signal-to-Noise Ratio*) maior para a identificação de múons, já que a deposição de energia pela partícula é maior quanto maior é o comprimento que ela percorre no material. Outra característica dessa camada de células é que, por se tratar da última camada do calorímetro, grande parte dos sinais em geral (hádrons e ruído de fundo) são absorvidos pelas camadas que estão mais próximas do ponto de interação e pelo calorímetro eletromagnético. Os múons pelos quais se tem interesse, gerados no ponto de interação das colisões, chegam ao espectrômetro de múons depois de passarem pelo TileCal, depositando uma parcela de energia nesse calorímetro. As partículas que geram falsos *triggers* de múons partem de outros pontos, como os ímãs toroidais das tampas, e sensibilizam apenas as câmaras de múons. Isto permite a rejeição desses falsos *triggers* se houver uma fusão de informação entres esses dois detectores.

Os canais analógicos de múons do TileCal estavam disponíveis desde a construção do ATLAS, mas a sua utilização não foi necessária no início da operação do LHC, com energias mais baixas. Antes do primeiro *upgrade* do ATLAS, simulações apontaram um aumento do ruído de fundo da caverna para a próxima fase de

operação, que afetaria o desempenho do L1Muon, principalmente na região do barril. Por esse motivo, estudos foram realizados para avaliar o efeito do ruído de fundo da caverna no primeiro nível de *trigger* de múons na região $|\eta| < 1.0$ [39], onde percebeu-se que o impacto do aumento da taxa de falsos *triggers* poderia ser reduzido com a combinação de informação entre o TileCal e as câmaras RPC, na região central do ATLAS. Tal combinação de informação mostrou-se interessante, mas sua implementação foi deixada para uma futura atualização do experimento [69], uma vez que o HLT consegue rejeitar o ruído de fundo da caverna.

O estudo apontou também que a fusão da informação do TileCal, na região central do barril, com a informação das câmaras de múons RPC, baseada na avaliação da coincidência entre a detecção do mesmo múon através dos dois sistemas, possui o desempenho mostrado na Figura 3.5. Observa-se, que para um patamar de detecção em torno de 350 MeV, a probabilidade de confirmação dos múons detectados pelo L1Muon é de 80%. Neste mesmo patamar, a taxa de falso-alarme é de 20%, portanto, consegue-se rejeitar 80% dos falsos *triggers*.

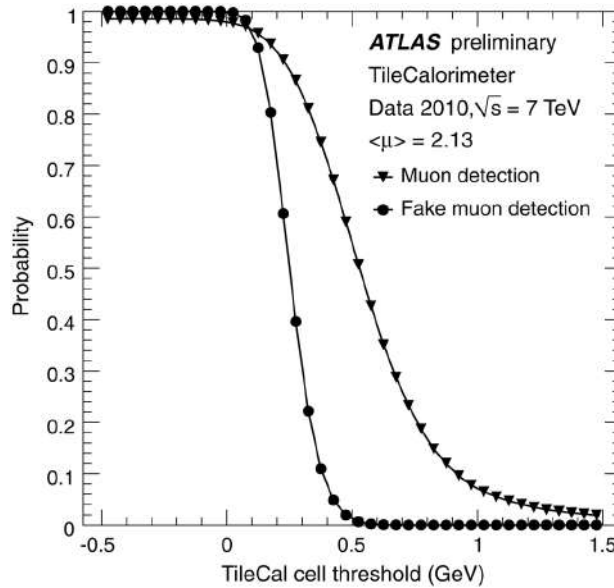


Figura 3.5: Probabilidade de detecção de múons e falso-alarme, em relação ao patamar de energia, do sistema com fusão de informação para a região central do ATLAS – extraído de [39].

Com o avanço dos estudos sobre o ruído de fundo da caverna [69], foi demonstrado que a taxa de falsos *triggers* produzida durante a *Run 2* e a *Run 3*, estará dentro das margens de segurança do primeiro nível de *trigger* de múons. Logo, a solução de utilização do calorímetro na região central do barril, para detecção de múons, foi deixada para futuros estudos, já que, após a atualização da fase 2, o TileCal receberá uma nova eletrônica, onde a informação de todas as suas células será disponibilizada através de canais digitais para o sistema de *trigger* [70, 71]. Neste cenário, durante a *Run 4*, o ruído para detecção de múons no TileCal deixará de ser dominado pelo

ruído eletrônico e passará a ser dominado pelo efeito de empilhamento, onde os eventos ocorrem antes que o detector volte ao seu estado não excitado. Assim, a fusão de informação para essa região beneficiará enormemente a rejeição de falsos *triggers*. Tais canais terão um ruído eletrônico cujo valor RMS é cerca de 20 MeV. Excluindo o efeito do ruído de empilhamento, pode-se avaliar que a razão sinal-ruído do canal digital é cerca de 10 vezes maior que a SNR do canal analógico de múons, criando um cenário propício para a detecção de múons no barril e gerando condições ainda mais favoráveis para a detecção das referidas partículas no barril estendido [72].

Entretanto, ainda para a *Run 2*, na região das tampas, a maior parte dos falsos *triggers* são provenientes de prótons de baixo momento que emergem dos ímãs toroidais da tampa e da blindagem do feixe. Nesta região ($1.0 < |\eta| < 1.3$), a fusão de informação entre as células do barril estendido do TileCal e as câmaras de múons TGC se torna imprescindível para a operação do ATLAS, tendo em vista que as taxas de *trigger* atingiriam mais de 50 kHz para múons com $p_T > 20\text{GeV}$, como pode ser visto na Tabela 3.1. Além do mais, espera-se que o desempenho da fusão de informação para a região das tampas seja superior ao desempenho da fusão para a região central, devido a maior SNR das células do barril estendido (D5 e D6), favorecendo a detecção de múons. Enquanto a SNR para o barril longo varia entre, aproximadamente, 2 e 3, a SNR para o barril estendido varia entre, aproximadamente, 4 e 6. Nas barras em vermelho da Figura 3.6, pode-se notar os valores da SNR para as células D5 ($0.9 < |\eta| < 1.1$) e D6 ($1.1 < |\eta| < 1.4$).

<i>Online</i> $p_T > 20\text{GeV}$ $3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	Sem mudança	TGC EIL4 + (TGC FI ou NSW)	TGC EIL4 + (TGC FI ou NSW) + TileCal
	Taxa (kHz)	Taxa (kHz)	Taxa (kHz)
Run 2 (pré-NSW)	51	34	31
Run 3 (pós-NSW)	51	17	15

Tabela 3.1: Taxa de *trigger* do L1Muon prevista para $p_T > 20\text{GeV}$ (baseado em dados de 2012 e 8 TeV)[73].

Durante a *Run 1*, apenas as câmaras TGC mais distantes do ponto de interação foram usadas para gerar *trigger*. Na *Run 2*, a taxa de *trigger* será reduzida através da introdução de uma coincidência com câmaras TGC localizadas logo acima dos ímãs toroidais das tampas. As câmaras TGC EIL4 cobrem parcialmente ($\approx 50\%$) a região $1.0 < |\eta| < 1.3$, enquanto as câmaras TGC FI cobrem completamente a região $1.3 < |\eta| < 1.9$, já mostrado na Figura 3.2. Na *Run 3*, a inserção de mais câmaras, chamada NSW (*New Small Wheel*) [74], reduzirá a taxa de *trigger* através do uso de mais uma camada de câmaras TGC, que fornecerá coincidência completa

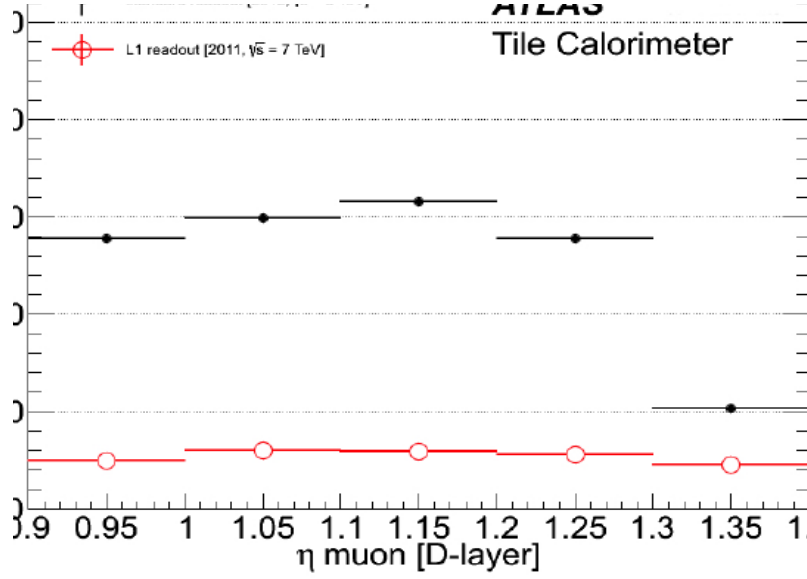


Figura 3.6: Razão sinal-ruído (SNR) para a soma das células D5 e D6. Em preto, relacionado à leitura padrão do TileCal. Em vermelho, utilizando os canais analógicos dedicados à detecção de múons – extraído de [73].

na região $1.3 < |\eta| < 2.4$, diminuindo a taxa total de *trigger* para toleráveis 17 kHz. Como já dito anteriormente, a cobertura de coincidência para os *triggers* de múons pode ser aumentada utilizando as células do barril estendido do TileCal, na região $1.0 < |\eta| < 1.3$, na qual espera-se diminuir ainda mais as taxas de *trigger*, mostradas na Tabela 3.1.

O trabalho desenvolvido nesta tese está justamente relacionado à implementação da fusão de informação entre o barril estendido do TileCal e as câmaras de múons na região das tampas, para a detecção de múons. A próxima seção detalhará essa implementação e quais soluções foram adotadas para que o conceito de fusão proposto se tornasse realidade na operação do ATLAS.

3.3 *Trigger* de múons assistido pela calorimetria usando o barril estendido do TileCal

Como já foi comentado, a principal fonte de radiação de fundo para o L1Muon na região das tampas do detector são prótons com baixo momento transversal que emergem dos ímãs toroidais e da blindagem do feixe. A deposição de energia ocasionada por múons nas células D do TileCal pode ser utilizada para favorecer as decisões do L1Muon, rejeitando os falsos *triggers* que atingem as câmaras TGC. O conjunto de esforços relacionados ao estudo, desenvolvimento e implementação do conceito de fusão de informação entre o TileCal e o L1Muon é conhecido no ATLAS como TileMuon. O TileMuon foi inserido nas atualizações para a fase 1 de operação

do LHC/ATLAS, onde o projeto foi desenvolvido e instalado em meados de 2015 para um longo processo de comissionamento². O menu de *trigger*, valores de patamar para cada detecção, assim como a sua respectiva alocação de banda, são definidos pelo grupo de gerenciamento de *trigger* do ATLAS, através de discussões e estudos que consideram as necessidades do programa de física e as limitações práticas do sistema de filtragem. Do valor máximo que pode ser atingido pelo nível 1 (100 kHz), tipicamente, quantidades iguais são reservadas para elétrons e múons, com uma grande parcela destinada para jatos, *triggers* com objetos combinados, e eventos com energia faltante (ocasionados por neutrinos e outras partículas que não interagem com o detector). Isto implica que a largura de banda para elétrons e múons é limitada, para cada, em 25 kHz. Na região das tampas do experimento, pode-se notar na Figura 3.7 que as células D5 e D6 do barril estendido do TileCal coincidem com as câmaras TGC do espectrômetro de múons, na região de $1.0 < |\eta| < 1.3$ (preenchida em vermelho). O TileCal fornece uma completa cobertura azimutal nesta região, aumentando a cobertura das câmaras TGC internas, não cobertas pela NSW. Preenchida na cor verde, nota-se a geometria de coincidência entre as câmaras TGC e a NSW ($1.3 < |\eta| < 2.4$), que será instalada na fase 2 de *upgrade* do ATLAS. A Figura 3.8 ilustra como partículas que emergem dos ímãs toroidais das tampas podem sensibilizar as câmaras TGC, gerando falsos *triggers*, enquanto o múon de interesse necessariamente passa pelo calorímetro.

Nas previsões para a *Run 3* [73], a redução da taxa de múons, em consequência da fusão de informação, é vista na Figura 3.9, onde são apresentadas as distribuições em relação a η , que foram obtidas a partir do patamar $p_T > 20\text{GeV}$. Em branco, com contorno preto, são os candidatos a múons selecionados pelo L1Muon, após a instalação da NSW. Em amarelo, os múons selecionados pelo mesmo L1Muon da distribuição em branco, porém adicionada a coincidência com o barril estendido do TileCal. Por fim, em verde, múons que foram aceitos pelos algoritmos *offline*³. Pode-se perceber que a distribuição de múons usando a coincidência com o TileCal é reduzida justamente na região do barril estendido ($1.0 < |\eta| < 1.3$). Nesta região, revela-se a população de falsos *triggers* quando a coincidência com o TileCal não é realizada.

O algoritmo de coincidência do *trigger* de múons nessa região pode ser entendido como mostra o fluxograma da Figura 3.10. Para cada setor de *trigger* das câmaras

²É o processo de assegurar que os componentes de um sistema estejam projetados, instalados, testados, em operação e mantidos de acordo com as necessidades e requisitos operacionais adequados

³Os processos físicos de um evento podem ser reconstruídos utilizando toda a segmentação dos detectores do ATLAS, de maneira *offline*, através de algoritmos refinados que operam sem restrições de tempo de execução [75]. A informação obtida com este processo é referida por dados *offline* ou informação *offline*. Como a detecção no ATLAS é realizada de forma cega, a informação *offline* é utilizada como referência confiável para as análises *online* [76].

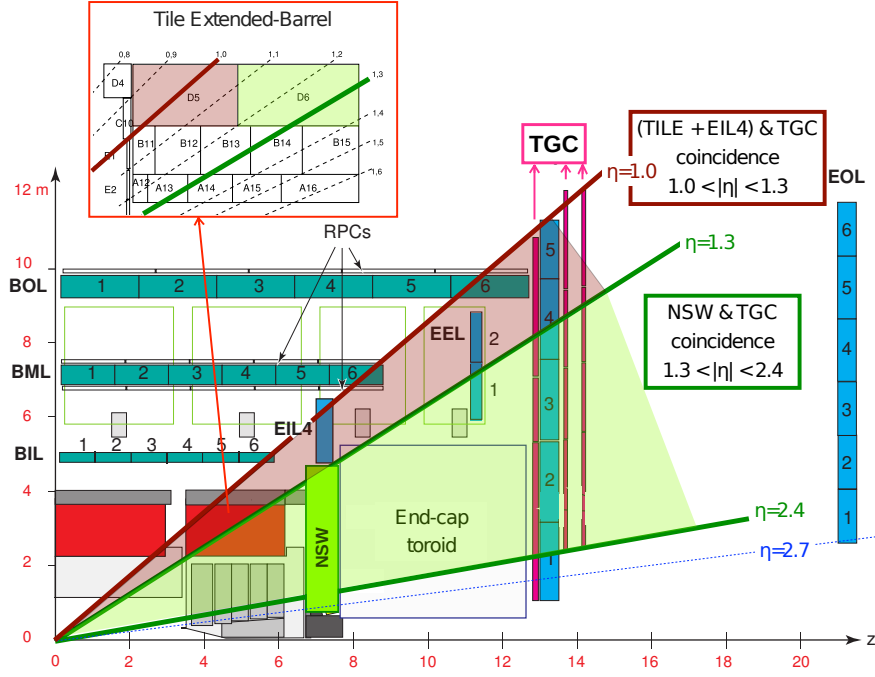


Figura 3.7: Geometria de coincidência em η entre o TileCal e o espectrômetro de múons na região das tampas do experimento – extraído de [73].

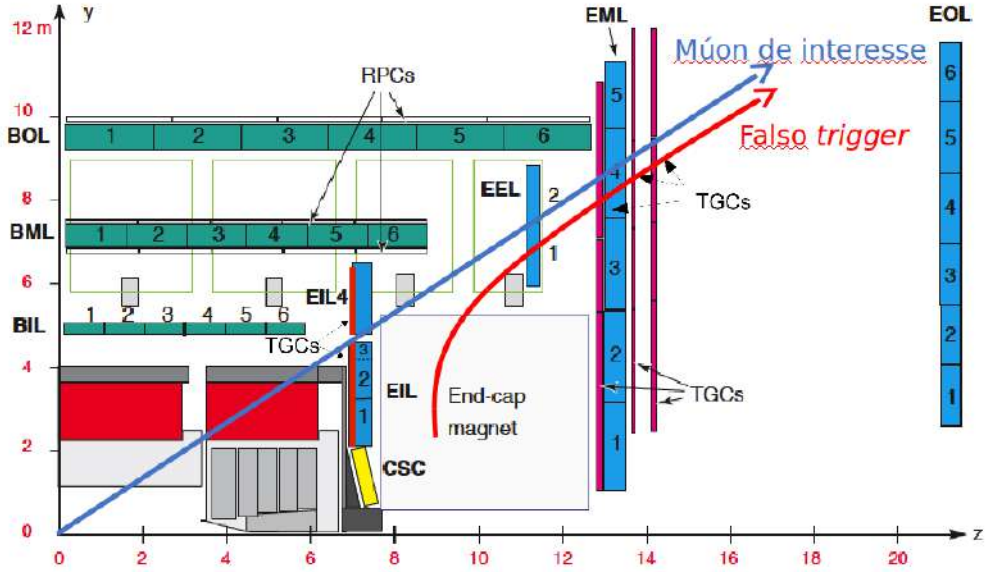


Figura 3.8: Ilustração de como falsos *triggers* podem sensibilizar as câmaras TGC.

TGC que há disparo, são consultadas as informações de detecção dos múons no TileCal. Como cada setor de *trigger* está geometricamente casado com 2 módulos do TileCal, esses módulos associados são conferidos para confirmação ou não do *trigger* no TGC. Se a soma de energia detectada nas células D5 e D6 ($E_{D5} + E_{D6}$) for maior ou igual à energia do patamar ($E_{patamar}$) configurado para detecção, o múon é confirmado. Caso contrário, é rejeitado.

Utilizando dados de colisão de 2011, uma análise foi realizada para estudar a

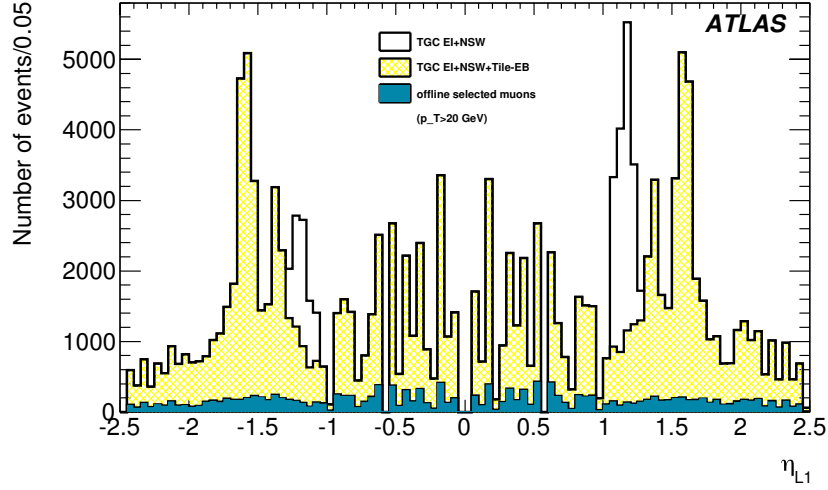


Figura 3.9: Distribuições de múons – extraído de [73].

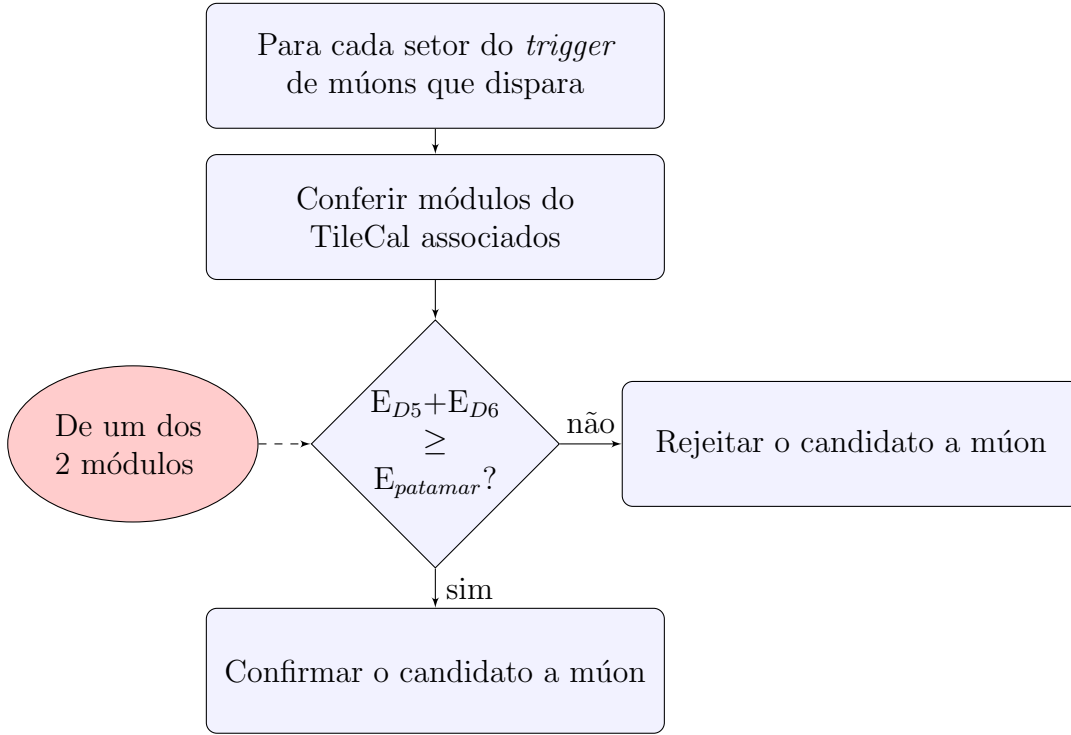


Figura 3.10: Algoritmo para detecção de múons através da coincidência entre câmaras TGC e TileCal.

possível fusão da informação, permitindo estimar o seu desempenho para a região das tampas. A Figura 3.11 mostra a eficiência do sistema de fusão da informação (em círculos pretos) e a respectiva redução de taxa (triângulos vermelhos). Observa-se que, para um patamar de 500 MeV, a eficiência do sistema é de 93%, ou seja, apenas 7% dos múons selecionados pelo L1Muon não são confirmados pelo sistema de coincidência. Para este mesmo patamar, a probabilidade de confirmar um falso-alarme do L1Muon é de 17%, ou seja, 83% dos falsos *triggers* podem ser rejeitados.

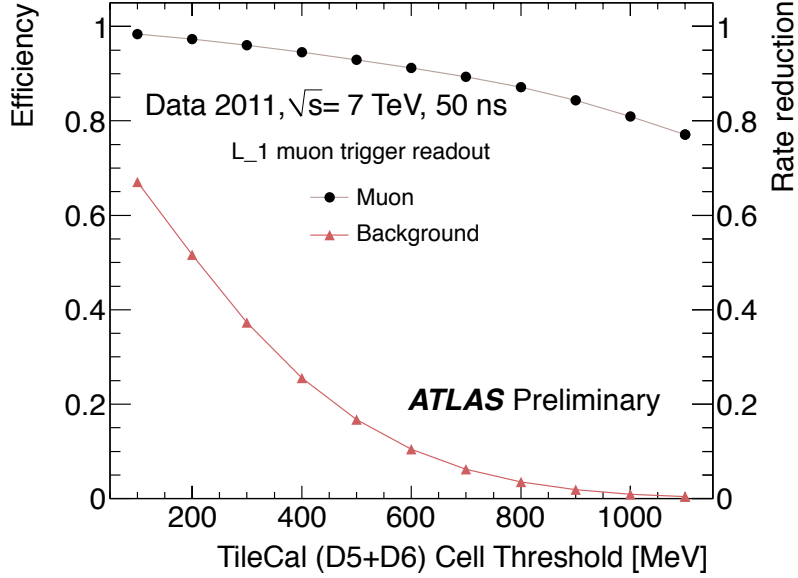


Figura 3.11: Eficiência do sistema combinado na região da tampa do detector – extraído de [73].

Baseado nesses estudos, o trabalho da presente tese iniciou a implementação da fusão de informação, um sistema de *trigger* de múons assistido pelo TileCal para a rejeição de falsos múons na região das tampas. Para cada lado em φ , as câmaras TGC são divididas em 24 setores de *trigger*, enquanto que o TileCal é dividido em 64 módulos. Espera-se que, quando um múon cruze as câmaras TGC, e uma RoI de um setor de *trigger* for selecionada, o mesmo múon terá cruzado um ou dois módulos do TileCal associados a tal RoI. Desta forma, deve haver um casamento de geometria para que o sistema de coincidência possa funcionar. Como descrito na seção 3.1, a eletrônica de *trigger* das câmaras TGC (*Sector Logic*) devem receber a informação dos respectivos módulos do TileCal associados à sua região em φ .

Em termos de infraestrutura eletrônica, os canais analógicos dedicados à leitura de sinais de múon devem ser digitalizados, processados, e o resultado do processamento deve ser fornecido à eletrônica de *trigger* das câmaras TGC do espectrômetro de múons. O sistema para detecção de múons no TileCal deve ser capaz de:

- realizar a recepção dos diversos sinais de múons do TileCal, que são transmitidos por longos cabos do experimento, localizado na caverna até a sala lateral de equipamentos, distantes em média 70 m
- digitalizar e processar os sinais para a detecção de múons
- operar em sincronia com o experimento

- ser configurado e controlado remotamente, através do barramento VME⁴
- gerar decisão de trigger no TileCal para o primeiro nível de filtragem, levando em conta o casamento da geometria entre o TileCal e as câmaras de múons

Considerando todos esse requisitos, o TileMuon foi desenvolvido e integrado ao detector durante as atualizações do primeiro *Long Shutdown*, que prepararam o ATLAS para a fase 1 de operação do acelerador (*Run 2*), iniciada em meados de 2015. Uma visão geral da interface entre os módulos do barril estendido do TileCal e a TGC-Sector Logic, assim como todo o processo de desenvolvimento, serão apresentados nas próximas seções.

3.3.1 Interface entre o TileCal e as câmaras TGC

Para que os sistemas possam combinar a informação da mesma região de interesse, um devido casamento geométrico entre eles deve ser realizado. Como já descrito na seção 3.1, as câmaras TGC são segmentadas em 24 setores de *trigger* e um módulo eletrônico TGC-*Sector Logic* processa a informação de dois destes setores. Logo, em um octante azimutal, que possui 6 setores de *trigger*, 3 módulos TGC-*Sector Logic* se encarregam de instrumentar essa região. No TileCal, a segmentação azimutal ocorre em 64 módulos, resultando em 8 módulos por octante. Cada lado do detector possui esta mesma configuração, logo, o casamento geométrico em octantes é o mesmo para cada lado. No total, são 128 módulos do TileCal sendo mapeados em 48 módulos TGC-*Sector Logic*. Para esta nova configuração, foi preciso desenvolver um novo sistema, envolvendo um novo *hardware* embarcado para recepção dos sinais do TileCal, chamado TMDB (*TileMuon Digitizer Board*), enquanto, do lado do TGC-*Sector Logic*, um novo *firmware* adiciona funcionalidades para receber a informação do TMDB e combiná-la na cadeia de *trigger*.

A Figura 3.12 mostra um diagrama da nova configuração do sistema, com a inclusão dos módulos TMDB. Cada TMDB é responsável pela digitalização e o processamento dos sinais das células D5 e D6 de 8 módulos TileCal, e será apresentado em maiores detalhes na próxima seção. Um total de 16 TMDB's são utilizados para permitir a completa fusão de informação entre os módulos do TileCal e o módulos TGC-*Sector Logic*.

Todos os módulos TMDB foram instalados junto à eletrônica de *back-end* do TileCal, na caverna de serviço USA15 do ATLAS. Os sinais analógicos de múons do TileCal são levados até os módulos TMDB através de longos cabos de cobre de pares diferenciais (75 m). Ao chegar na caverna USA15, os sinais são recebidos

⁴ *Versa Module Europa* – é um padrão de barramento de comunicação de dados originalmente desenvolvido para a linha de processadores Motorola 68000, mas depois, largamente utilizado em muitas aplicações, principalmente em Física Nuclear[77].

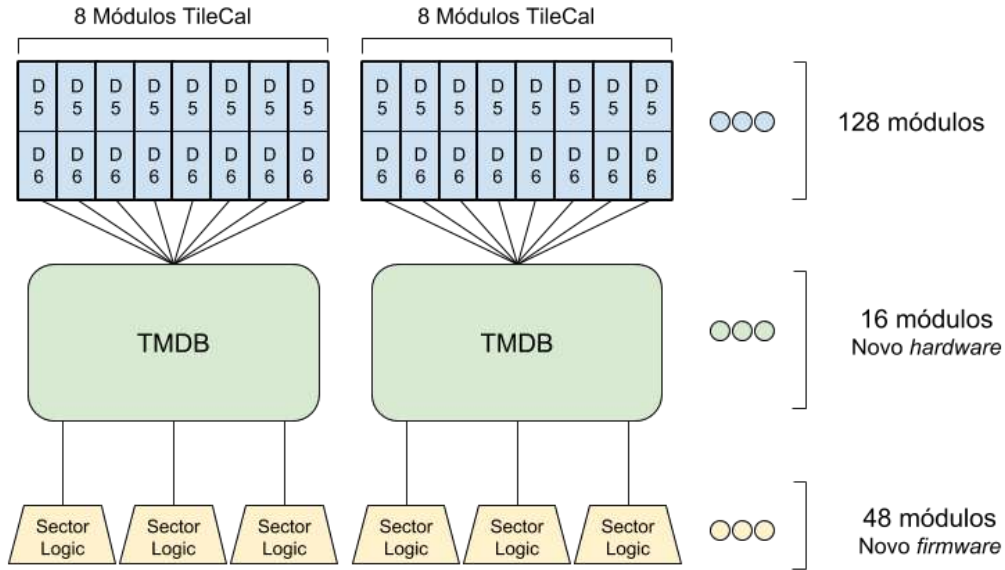


Figura 3.12: Visão geral da interface do sistema TileMuon.

por um painel de conexão (TCPP–*TileCal Patch Panel*), que separa os sinais das torres de *trigger* dos sinais de múons. Após o TCPP, os sinais de múons finalmente seguem por cabos de 15 metros até o *crate* em que estão instalados os módulos TMDB. Neste *crate* final, os sinais são recepcionados por um módulo de transição (*Transition Board*), que repassa os sinais recebidos na parte de trás do *crate* para os módulos TMDB. A Figura 3.13 ilustra todo o caminho descrito.

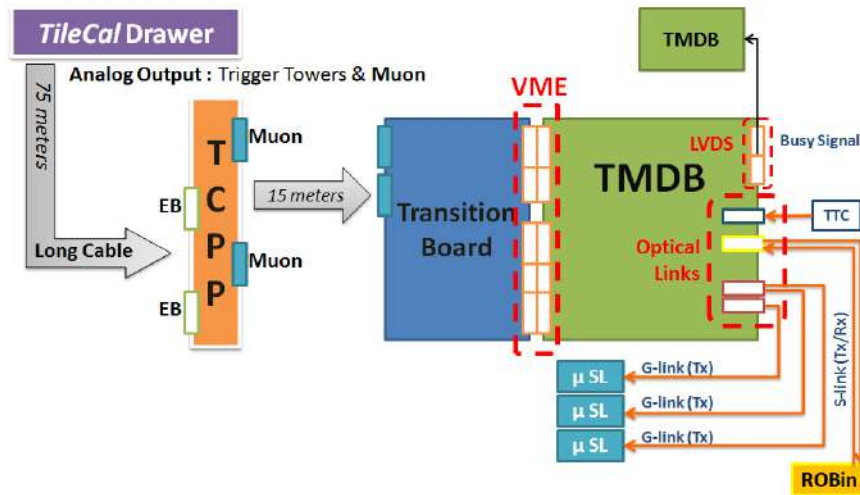


Figura 3.13: Caminho dos sinais analógicos de múons do experimento até o módulos eletrônicos TMDB.

No painel frontal dos módulos TMDB, estão as conexões das fibras ópticas de comunicação: com os módulos TGC–*Sector Logic*, onde os resultados de *trigger* dos módulos TMDB são enviados; com o sistema de leitura ROS (*ReadOut System*) do Tilecal, por onde são enviados dados contendo detalhes do processamento realizado

em cada TMDB; e com o sistema TTC (*Timing, Trigger and Control*), o qual fornece os sinais de operação e sincronia com os sistemas do ATLAS.

3.3.2 *TileMuon Digitizer Board*

O módulo eletrônico TMDB é o principal componente responsável por realizar a fusão da informação de múons do TileCal com o TGC-*Sector Logic*. Desenvolvido para se integrar à eletrônica do ATLAS, que utiliza *crates* de tamanho 9U [78], no padrão VME64x, o módulo TMDB baseia-se em FPGA para implementação de todo o sistema embarcado. Esta tecnologia permite uma grande flexibilidade para realizar atualizações de projeto, uma vez que são reconfiguráveis. Além disso, FPGA's são requisitos para processamento de sinais de alto desempenho, necessários a este sistema que opera no primeiro nível de *trigger* do ATLAS. Outra vantagem é a capacidade de comunicação através de *transceivers* de alta velocidade, na ordem de Gbps, integrados ao próprio *chip* do dispositivo. Tais características obrigam uma maior complexidade no desenvolvimento da placa de circuito impresso (PCI), que precisou ter camadas intercaladas de planos de aterramento, principalmente nos sinais de alta velocidade dos *transceivers*. Na versão final, a PCI possui 16 camadas, sendo 8 dedicadas ao roteamento de sinais, 6 de aterramento e 2 camadas de alimentação. A Figura 3.14 mostra uma foto da versão final do módulo TMDB.

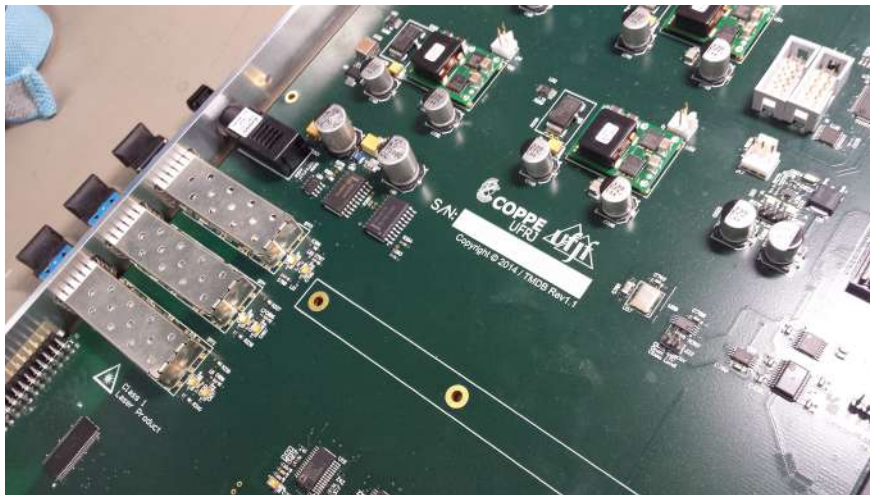


Figura 3.14: Módulo eletrônico TMDB.

Com 32 canais de conversão analógico-digital, um módulo TMDB é capaz de digitalizar e processar as células D5 e D6 de 8 módulos do barril estendido do TileCal. Cada canal de conversão analógico-digital recebe o sinal de um dos lados de leitura de uma célula D do TileCal, através de um padrão elétrico diferencial com terminação de 50 ohms, acoplada por transformador. A Figura 3.15 mostra o esquemático da eletrônica analógica de recepção, filtragem e conformação do sinal para 2 canais,

que são digitalizados pelo mesmo conversor analógico-digital. O sinal analógico diferencial é transformado em modo-comum na saída do transformador e filtrado com um filtro passivo RC passa-baixa ($f_c = 20$ MHz). Depois, o sinal é conformado por um circuito ativo (amplificador operacional OPA2822), que ajusta a amplitude máxima dos sinais à faixa dinâmica do conversor analógico-digital. O conversor AD9059 recebe os sinais conformados de 2 canais e realiza a conversão digital em 40 MHz. Por ser um ADC de 2 canais, utilizam-se 16 conversores para obter os 32 canais de aquisição do módulo TMDB. Para evitar interferências eletromagnéticas entre a parte digital e analógica, os planos de aterramento foram separados e as fontes de alimentação separadas e isoladas para cada fim. A Figura 3.16 mostra um diagrama em blocos de todo o *hardware* TMDB que foi desenvolvido para o trabalho desta tese.

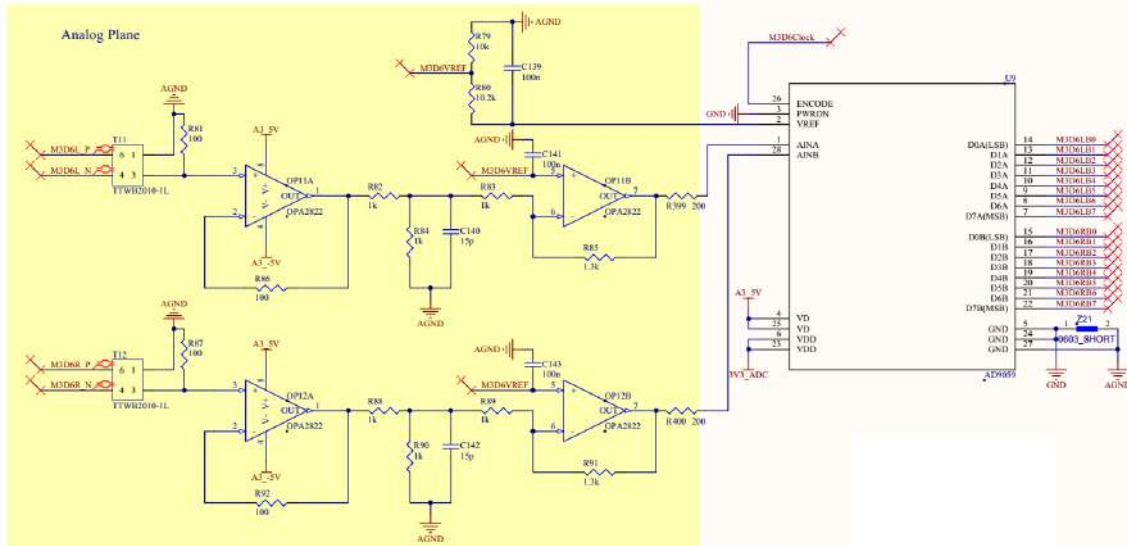


Figura 3.15: Conversor analógico-digital e circuito analógico de recepção, filtragem e conformação para os sinais de múons de uma célula do TileCal, no módulo TMDB.

No que se refere às interfaces ópticas, são acessadas por conectores do tipo SFP e HFBR no painel frontal, constando, no total, 4 *links*: 3 links de 800 Mbps, somente transmissão (Tx), para comunicação com os módulos *TGC-Sector Logic*, sob o protocolo G-Link [79]; 1 link de 2 Gbps, transmissão e recepção (Tx e Rx), para o sistema de *ReadOut* do TileCal, baseado no protocolo S-Link, desenvolvido no CERN; e 1 link, apenas recepção, para o sistema de TTC, o qual é decodificado no TMDB pelo TTCDec, componente também desenvolvido no CERN.

Toda a implementação do sistema embarcado, que permite o módulo TMDB atender aos requisitos de funcionalidades, está baseada em 2 dispositivos lógico-programáveis: Core FPGA e VME FPGA. Neles, circuitos lógicos são sintetizados, para tornar realidade os processos de operação do módulo. Os circuitos lógicos sintetizados em cada uma delas serão descritos, em detalhes, na

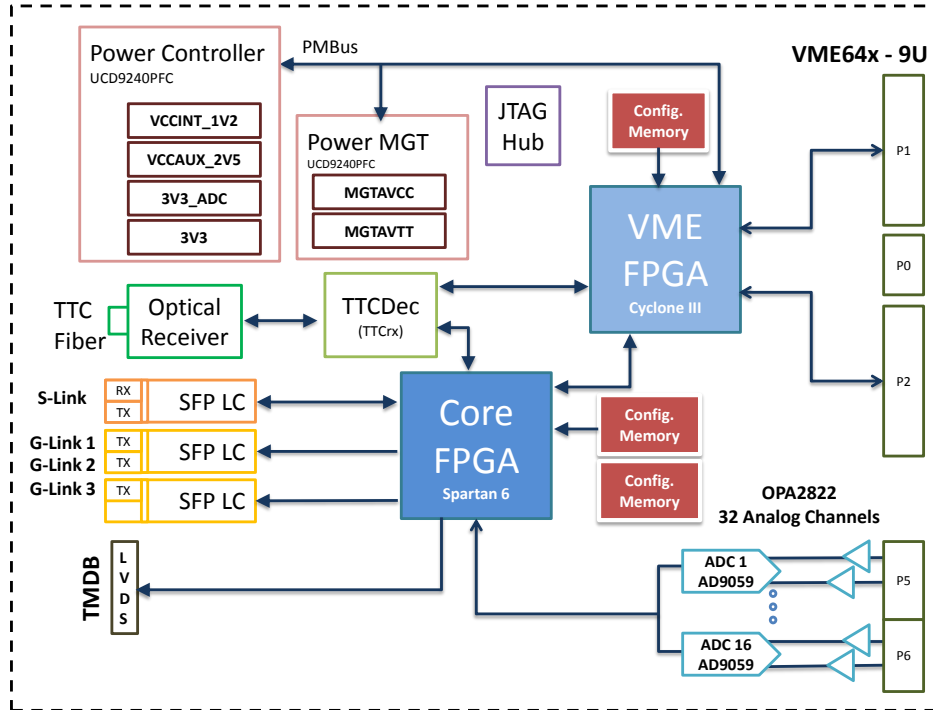


Figura 3.16: Diagrama em blocos do *hardware* TMDB.

próxima seção. O primeiro dispositivo, Core FPGA, é responsável pela aquisição e processamento dos sinais de múons do TileCal, distribuição do *clock* para todos os conversores analógico-digitais, tomada de decisão de *trigger* e comunicação com todas as interfaces ópticas do módulo, através de seus *transceivers* e portas digitais. É da fabricante Xilinx (modelo Spartan-6 XC6SLX150T), escolhido por possuir os requisitos necessários ao projeto, tais como 8 *transceivers* de até 3,2 Gbps, para os *links* ópticos, 540 pinos de entrada/saída, pois o número de sinais digitais são grandes (apenas os dados de ADC já totalizam 256), mais de 147 mil células lógicas, uma vez que o projeto é denso e complexo. Logicamente, dispositivos de maior capacidade e desempenho, como os da família Virtex-7, também poderiam satisfazer estes requisitos, mas prezou-se pela melhor relação custo-benefício, visto que um dispositivo de mais alta performance possui restrições mais severas no projeto de *layout* da placa de circuito impresso. O segundo dispositivo, VME FPGA, tem um outro papel, de menor desempenho, mas também importante para a operação do módulo TMDB. É através dele que se dá a comunicação pelo barramento VME, para acesso e controle remoto do módulo TMDB, pelo sistema *online* de operação do ATLAS. Foi escolhido o modelo Cyclone III EP3C25F324, da fabricante Altera, pois o grupo já possuía o conhecimento de implementação, devido a trabalhos anteriores, e procurou-se aproveitar esse conhecimento para ganhar tempo no desenvolvimento, além de ter todo um projeto de *hardware*, com este dispositivo, já consolidado.

3.3.3 Circuitos digitais sintetizados

Os circuitos digitais sintetizados nos dois FPGA's têm o objetivo de dar funcionalidades requeridas pelo projeto. Eles foram escritos em linguagens de descrição de *hardware* Verilog [80] e VHDL [81] e foram simulados através da ferramenta Modelsim [82]. Um resumo do diagrama em blocos dos circuitos projetados para ambos dispositivos FPGA's (*tmdb_vme* e *tmdb_core*) no módulo TMDB pode ser visualizado na Figura 3.17. Nas próximas seções, serão detalhados os circuito individuais de cada FPGA, porém, é importante notar neste diagrama a comunicação entre elas, dada por blocos de comunicação em estrutura mestre/escravo, onde a VME FPGA assume o papel de mestre. Essa comunicação é responsável pela configuração e operação do Core FPGA através da interface VME. Ele acontece com uma interface de 16 bits, sendo 8 bits para dados (*fi_data*), 6 bits para endereçamento (*fi_addr*) e 2 bits de controle (*write/read*).

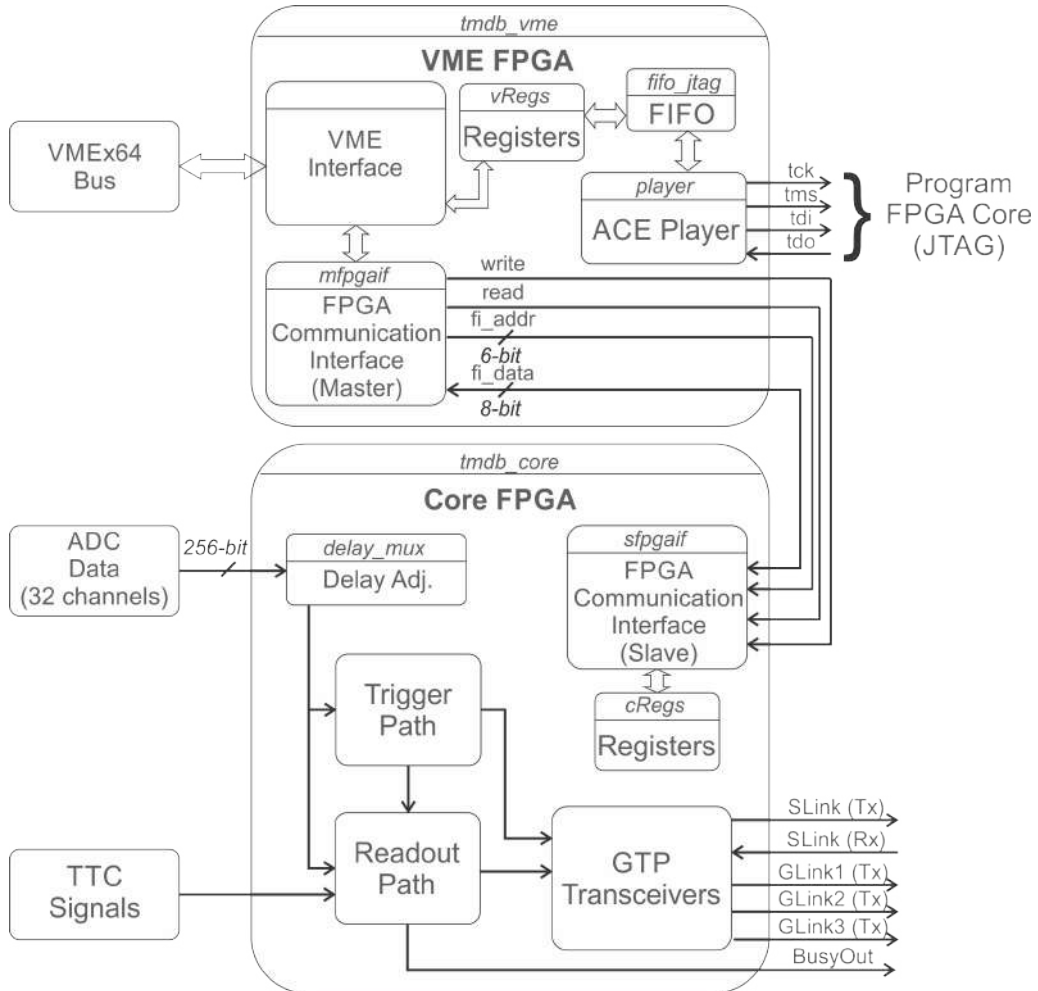


Figura 3.17: Resumo do diagrama em blocos dos circuitos digitais sintetizados no módulo TMDB.

VME FPGA

O sistema *online* de *trigger* do ATLAS se comunica com os módulos TMDB através do barramento VME. Por este caminho, o sistema pode controlar, configurar, monitorar e depurar a operação dos TMDB's, remotamente. Para isto, o dispositivo VME FPGA dispõe de registradores que podem ser lidos ou escritos pelo *software online*, permitindo a comunicação entre eles. Com uma topologia mestre-escravo, este dispositivo (mestre) se comunica com o FPGA Core, repassando, por endereçamento, a configuração dos registradores. Estão inclusas, dentre suas principais funções, o monitoramento das fontes de alimentação do módulo TMDB e a configuração do decodificador TTC. Além disso, é possível reconfigurar a lógica sintetizada do FPGA Core, também remotamente, utilizando uma interface de configuração JTAG, que executa os comandos de um arquivo de configuração do tipo ACE.

Core FPGA

Os circuitos digitais sintetizados no Core FPGA permitem o processamento dos sinais oriundos das células D do TileCal, e também, fornecem os resultados do processamento para a *TGC-Sector Logic* e para o ROS do TileCal. A Figura 3.18 mostra um diagrama em blocos dos referidos circuitos. Basicamente, a funcionalidade deste circuito sintetizado possui dois caminhos, um de *trigger* (*Trigger Path*) e outro de leitura dos dados (*Readout Path*). O *Trigger Path* é responsável por processar os sinais digitalizados das células D5 e D6 do TileCal, realizar a decisão de trigger e enviar para os módulos *TGC-Sector Logic*. O *Readout Path* se encarrega de armazenar os dados (aquisição, processamento e decisão) em memória até que seja solicitado o envio para a ROS, quando um evento do L1Muon é aceito (*L1Accept*). Os principais blocos serão descritos a seguir:

FPGA Communication Interface: Implementa um barramento paralelo de comunicação, no modo *Slave*, para que dados possam ser trocados entre os FPGAs do módulo TMDB. É pela presente interface que os dados fluem quando registradores do Core FPGA são acessados através do barramento VME. Os dados de um *ROD Fragment* [58] também são transmitidos pela interface que está sendo apresentada, quando estes são requisitados pelo barramento VME.

Registers: É o bloco que decodifica os endereços recebidos pela interface de comunicação com o VME FPGA. Tais endereços referem-se aos registradores alocados no Core FPGA.

Delay Adj.: implementado como uma sequência de registradores de atraso e um multiplexador, é responsável por configurar atrasos nos dados de ADC para correção de fase dos pulsos. Tem capacidade de atrasar o sinal em até 6 ciclos de

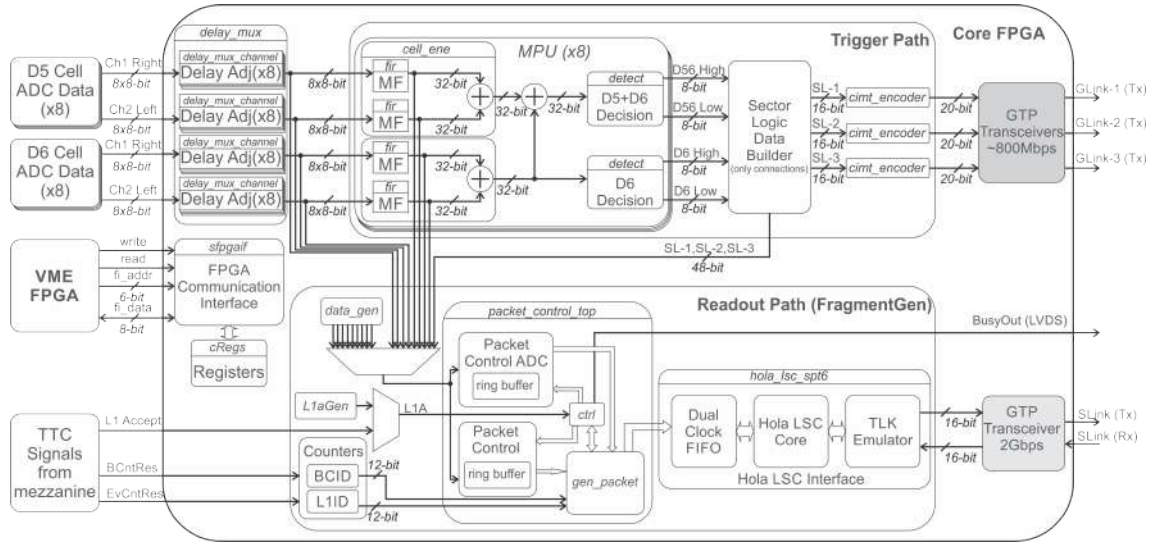


Figura 3.18: Diagrama em blocos dos circuitos digitais sintetizados no Core FPGA.

clock.

MPU: Unidade de Processamento de Módulo do TileCal (*Module Processing Unit*). Em cada TMDB, existem 8 instâncias desse componente, pois cada um tem a função de processar os sinais de apenas um módulo do TileCal. Cada MPU processa os sinais de leitura dos lados esquerdo e direito das células D5 e D6 de um mesmo módulo. Cada sinal passa por um filtro casado (*MF*), projetado para detectar os sinais de múons. A implementação dos filtros casados nos circuitos sintetizados não utilizou os recursos de DSP para as operações de soma e multiplicação, devido à alta densidade do projeto no dispositivo. A operação através de LUTs foi a única forma de atingir os requisitos de *clock* necessários. Após a aplicação do filtro casado, os sinais de uma mesma célula são somados, para comparação e tomada de decisão de *trigger*, tanto para a célula D6 quando para a soma das duas células. Dois detectores de pico, mostrado na Figura 3.19, um para cada situação (decisão utilizando apenas a célula D6 ou soma D5+D6), recebem os sinais somados da saída dos filtros. Na versão mais nova do circuito sintetizado, o detector de pico pode ser desativado, mas, quando ativo, compara 3 amostras consecutivas do sinal recebido, utilizando um registrador de deslocamento e comparadores digitais. Paralelamente, os sinais são comparados a 2 patamares diferentes, um baixo e outro alto, configurados remotamente antes da operação. A decisão de *trigger* final então é tomada, baseada na comparação com os patamares e se houve pico. A saída de cada MPU, com quatro valores *booleanos* (*D56 High*, *D56 Low*, *D6 High* e *D6 Low*), referentes aos sinais de decisão de *trigger*, são repassados para o *encoder* que posteriormente será enviado aos módulos TGC-*Sector Logic*. Tais valores são atualizados com a mesma frequência do *clock* do LHC, ou seja, o módulo TMDB consegue dar uma resposta de *trigger* a cada 25 ns.

Sector Logic Data Builder: É responsável por concatenar os resultados dos 8 MPUs, formando uma palavra de 16 bits para cada um dos 3 TGC-*Sector Logic* ao qual será enviado através das interfaces G-Link.

CINT encoder: A codificação exigida pelo padrão G-Link, CINT [83], é realizada utilizando os elementos lógicos do FPGA. Já a serialização e a sincronização dos dados, para a mesma interface, são obtidas através do *transceiver* GTP no Core FPGA.

Packet control top: Implementado como uma máquina de estados, é responsável por armazenar os dados em um *buffer* circular e controlar o acesso destes dados para o envio a ROS. Sempre que um evento do primeiro nível for aceito, os dados armazenados em *buffer*, relacionados ao evento, são montados em uma estrutura padrão do ATLAS, chamada *ROD Fragment*, e enviados para interface HOLA. Nesta estrutura, estão contidas as informações dos dados adquiridos, as decisões de *trigger* e os valores de saída do filtros casados.

HOLA LSC Interface: implementa o protocolo de comunicação HOLA para envio/recebimento de dados pela ROS, utilizando S-Link.

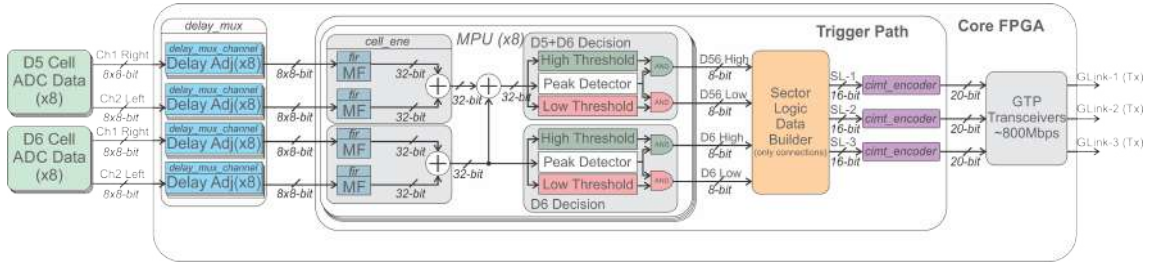


Figura 3.19: Diagrama em blocos do circuito *Trigger Path* sintetizado no Core FPGA.

3.3.4 Filtragem casada

A detecção do sinal imerso em ruído pode ser desenvolvida visando a maximização da razão sinal-ruído. Uma SNR mínima de 6,0 permite uma discriminação de sinais ótima, demonstrada em estudos anteriores [39]. Como visto anteriormente, na Figura 3.6, os valores de SNR, para a região das tampas, variam entre 4,0 e 6,0, logo, a utilização de um filtro casado, no processamento do módulo eletrônico TMDB, revela-se razoável, tendo em vista a operação no primeiro nível de *trigger*. Desta forma, a detecção por filtragem casada oferece um desempenho suficiente para utilização nos canais de múons do TileCal.

A filtragem casada para detecção de sinais, é baseada na teoria de teste de hipóteses [84]. Para problemas binários, como é este caso, existem apenas duas hipóteses: a primeira, H_1 , corresponde à presença do sinal; a segunda, H_0 ,

corresponde a ausência do sinal de interesse. Como o sinal está imerso em ruído, considerando que esse ruído é aditivo, podemos formular as hipóteses a seguir:

$$\begin{aligned} H_0 : x[n] &= w[n] \\ H_1 : x[n] &= w[n] + g[n], n = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde $x[n]$ é o sinal recebido, $w[n]$ é o ruído aditivo, e $g[n]$, o sinal de interesse a ser detectado. O detector, ou discriminador, não sabe qual das hipóteses é verdadeira, então, realiza uma operação sobre o sinal recebido e toma uma decisão sobre qual hipótese é a verdadeira. Quanto menor a SNR, menor é a contribuição do sinal $g[n]$ para o sinal recebido $x[n]$, portanto, a operação ótima para este problema deve buscar a maximização da razão sinal-ruído. Baseado na teoria de detecção Bayesiana [85], a operação que proporciona esta maximização é a razão de verossimilhança [86], dada por:

$$\Lambda(\mathbf{x}) = \frac{p_{\mathbf{x}|H_1}(\mathbf{x}|H_1)}{p_{\mathbf{x}|H_0}(\mathbf{x}|H_0)} \underset{H_0}{\overset{H_1}{\geq}} \gamma \quad (3.2)$$

onde os termos $p_{\mathbf{x}|H_1}(\mathbf{x}|H_1)$ e $p_{\mathbf{x}|H_0}(\mathbf{x}|H_0)$ correspondem à densidade de probabilidade de cada hipótese. Após a operação, o valor é comparado com o patamar de decisão γ . Se o valor for maior que o patamar, decide-se pela hipótese H_1 , caso contrário, decide-se pela hipótese H_0 . O valor do patamar pode ser escolhido de acordo com o projeto, podendo ser obtido teoricamente para minimizar a probabilidade de erro.

Todavia, a densidade de probabilidade conjunta, do sinal recebido, precisa ser conhecida ou estimada. Mesmo que seja estimada, o uso no primeiro nível de *trigger* pode ser inviável, devido ao tempo restrito de latência. Neste caso, o desenvolvimento de um modelo simplificado, que ofereça uma boa aproximação, oferece grandes vantagens de manutenção e desempenho em altas taxas. Para esta abordagem de simplificação, pode-se assumir que o ruído é branco, gaussiano e tem média nula. Adicionalmente, o sinal de interesse $\mathbf{g} = g[0], g[1], g[2], \dots, g[N-1]$ é considerado determinístico, correspondendo ao seu valor médio. Como comentado na secção 2.4.1, os sinais gerados pela eletrônica de *front-end* do TileCal passam por um circuito de conformação, o qual mantém a forma do pulso constante e dependente apenas da amplitude, que é proporcional à energia depositada pela partícula no detector. Portanto, considerar o sinal analógico de múons como pulso determinístico é uma boa aproximação dos sinais experimentais. Assim, a razão de verossimilhança pode ser reduzida a um filtro correlator, evitando a estimação das distribuições de probabilidade, e a única condição necessária para decidir entre as duas hipóteses é dada pela seguinte expressão:

$$\Lambda(\mathbf{x}) = \mathbf{x}^T \mathbf{g} = \sum_{n=1}^N x[n]g[n] \gtrless_{H_0}^{H_1} \gamma \quad (3.3)$$

Como as amostras do pulso de múons são altamente correlacionadas [87], aplica-se um filtro branqueador \mathbf{W} , para descorrelacioná-las e atender à aproximação de ruído branco gaussiano na implementação do filtro. Um método muito popular, para o projeto de filtro branqueador, é a decomposição, em autovalores e autovetores, da matriz de covariância do ruído [88]. A matriz de branqueamento \mathbf{W} é obtida através da Equação 3.4, onde \mathbf{E} é a matriz ortogonal dos autovetores e \mathbf{D} é a matriz diagonal dos autovalores.

$$\mathbf{W} = \mathbf{E} \mathbf{D}^{-1/2} \mathbf{E}^T \quad (3.4)$$

A Figura 3.20 mostra o diagrama em blocos do processo de filtragem casada, o qual, inicialmente, remove-se o valor de pedestal do sinal recebido, uma vez que esse pedestal é um nível contínuo presente nos sinais, obtido experimentalmente pela média do ruído. Ambos os sinais, o recebido e o de referência, passam pelo filtro branqueador, pois a busca pelo sinal de referência deve ser realizada no mesmo domínio. A soma do seu produto interno é então comparada ao patamar e a decisão é tomada, identificando ou não o sinal de múon.

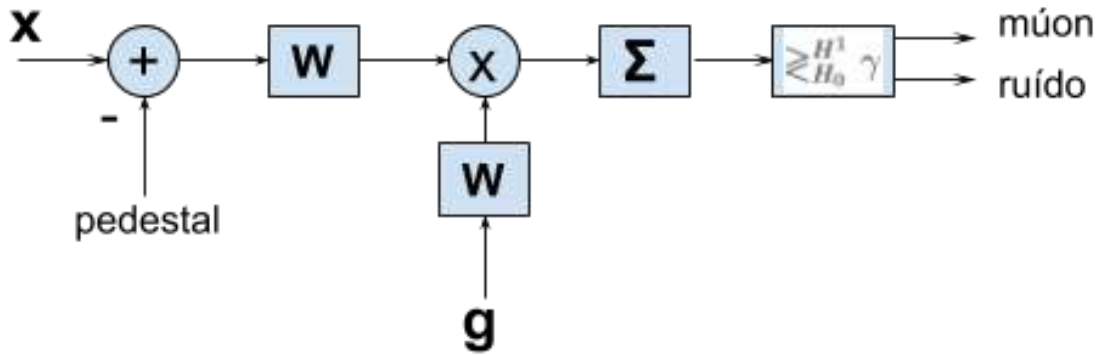


Figura 3.20: Operação de filtragem casada entre o sinal recebido e o sinal de referência, para a detecção de múons.

Como demonstrado em [89], pode-se utilizar o filtro casado não só como um detector, mas também como um estimador. O valor de saída do filtro possui relação com a amplitude do pulso, segundo a expressão da Equação 3.5, onde o numerador corresponde à operação de filtragem e o denominador é uma constante que normaliza a saída e recupera a amplitude do sinal na unidade correta. A reconstrução do sinal, utilizando esse filtro estimador, é mostrada na Figura 3.21.

$$A_{MF} = \frac{(\mathbf{x} - ped)^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{g}}{\mathbf{g}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{g}} \quad (3.5)$$

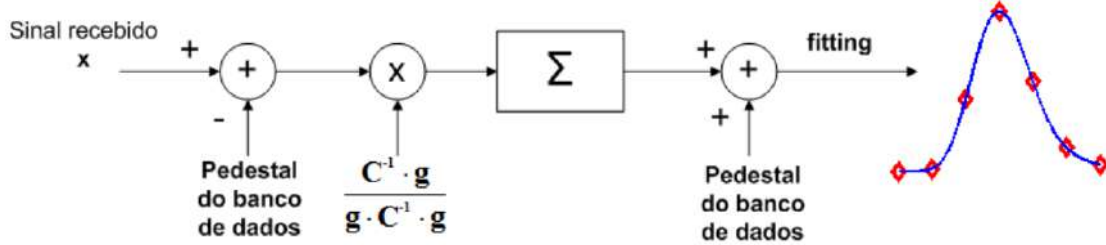


Figura 3.21: Reconstrução do sinal recebido utilizando filtro casado. Extraído de [89].

A operação com a matriz de covariância inversa, mostrada na Figura 3.21, atua como um filtro branqueador já inserido nos coeficientes do filtro casado, onde obtém-se o novo sinal cujas componentes do ruído são descorrelacionadas. Este filtro casado foi implementado no dispositivo FPGA Core, dentro do componente MPU, sob a forma de um filtro FIR (*Finite Impulse Response*). A implementação transposta deste filtro resolveu o problema de operação em alta velocidade, pois, devido à alta densidade de componentes (são 32 filtros, um para cada canal), os circuitos combinacionais ficaram muito extensos na forma direta, não permitindo a operação com *clock* de 40 MHz. O filtro FIR, implementado com linhas de atraso (z^{-1}) em registradores (*flip-flops*), pode ser visto na Figura 3.22, onde $b(n)$ são os 7 coeficientes do filtro e o sinal de saída é $y(n)$.

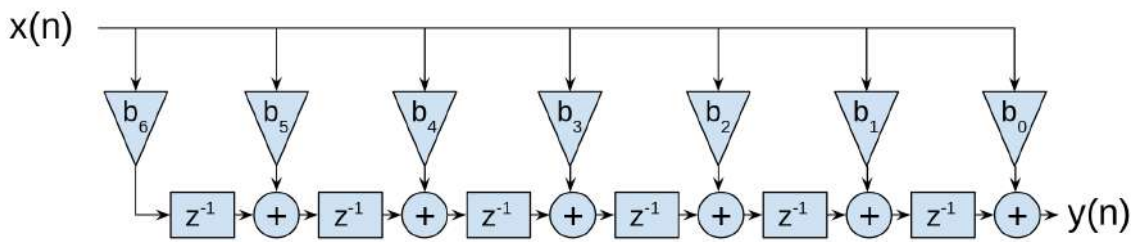


Figura 3.22: Diagrama em blocos do filtro casado implementado como um filtro FIR transposto.

3.3.5 Etapas de desenvolvimento do módulo TMDB

Com a experiência em desenvolvimento de soluções para o ATLAS, em trabalhos anteriores, a colaboração do Brasil se encarregou da completa concepção e concretização dos módulos TMDB, os quais foram desenvolvidos, fabricados e montados em solo nacional. No CERN, a elaboração de qualquer sistema novo

precisa passar por várias etapas de aprovação. Primeiramente, as soluções são apresentadas em uma defesa de conceito, chamada *Technical Review*, onde pelo menos três supervisores técnicos dão o seu parecer. Caso sejam aprovadas, as soluções podem ser implementadas em poucas unidades protótipos. No caso do módulo TMDB, foram fabricados 3 protótipos. Em seguida, após todos os testes de funcionamento, são observados os erros para correção e uma nova apresentação, chamada PRR (*Production Readiness Review*) é realizada. Nesta apresentação, procura-se identificar a viabilidade do *hardware* e se cumprirá com todos os requisitos exigidos para a perfeita operação. Sendo aprovada nesta etapa, permite-se a produção de poucas unidades, chamadas módulo-0, com todas as correções percebidas durante os testes com os protótipos. Três módulos-0 do TMDB foram fabricados nesta fase. Finalmente, após mais avaliações do *hardware*, é feita uma última apresentação para a autorização da produção final. Sendo assim, foram produzidos 25 módulos TMDB, na versão final, para atender ao projeto TileMuon, sendo 16 deles para instrumentar a região do barril estendido do TileCal, 5 ficarão como reserva para possíveis manutenções e as outras 4 estão destinadas a instrumentação de parte da região do barril longo, para possíveis estudos.

Capítulo 4

Resultados

Este capítulo apresenta os resultados obtidos durante os testes e instalação dos módulos TMDB integrados aos demais sistemas eletrônicos do ATLAS, bem como a fase de comissionamento e análises da operação combinada no sistema de *trigger*. Tais resultados permitem a avaliação do comportamento dos referidos módulos no ambiente de física para o qual eles foram propostos e o impacto disso na eficiência da detecção e rejeição de falsos *triggers*. Antes de serem instalados no ATLAS, os módulos TMDB foram submetidos a testes em um laboratório que possui uma réplica de parte da eletrônica onde os módulos do TileCal operam. Na seção 4.1 são apresentados os resultados dos primeiros testes, assim como o próprio laboratório. Os resultados de comissionamento e operação são mostrados nas seções seguintes a esta. Por fim, são mostradas as análises de desempenho do sistema em funcionamento, operando na cadeia principal de *trigger* do primeiro nível.

4.1 Resultados do módulo TMDB em laboratório

Antes que os módulos eletrônicos TMDB pudessem ser integrados à eletrônica do ATLAS, foram realizados testes em um laboratório do TileCal, dedicado ao desenvolvimento de novos sistemas. Este laboratório possui uma infraestrutura básica que replica uma parte do calorímetro, em toda sua cadeia eletrônica. Portanto, é possível obter sinais desde as fotomultiplicadoras, até o armazenamento de dados em mídia permanente. Estão presentes nesta infraestrutura, também, o sistema de injeção de carga CIS (*Charge Injection System*), o qual permite a caracterização da cadeia de leitura, excluindo apenas os sinais gerados pela fotomultiplicadora. Como já mencionado no Capítulo 2, tal sistema emula os pulsos de corrente gerados por um PMT e está integrado a todos os canais de leitura eletrônica de uma gaveta do TileCal. Adicionalmente, este laboratório disponibiliza o sistema de controle, *trigger* e temporização (TTC), sistema de aquisição online (ROS) e uma eletrônica parcial das câmaras TGC, o TGC-*Sector Logic*.

Nas próximas seções, poderão ser vistas as análises dos testes em laboratório, que buscam atestar as corretas condições de funcionamento do sistema embarcado projetado, bem como, avaliar as suas características de operação, tais como a linearidade e ruído na conversão analógico-digital. Quando os módulos TMDB, em sua versão final, foram fabricados e montados, ganharam uma numeração de identificação única, composta pelas letras FV(*Final Version*) e um número sequencial, começando em 1. Logo, assim serão referenciados nesta seção.

4.1.1 Ruído

No laboratório, a eletrônica de um módulo do calorímetro fornece as saídas dos sinais analógicos de múons, utilizando os mesmos componentes da eletrônica que está instalada no experimento. Assim, é emulada toda a cadeia de aquisição, a qual possui 4 canais para leitura de múons, correspondendo aos dois lados de leitura das células D5 e D6 do TileCal. Um primeiro lote, de 9 módulos TMDB, foi enviado ao CERN antes de completar a quantidade total da produção, para que os testes fossem agilizados. Quando todos os outros módulos chegaram no CERN, já iniciava o período de instalação na caverna, preparando para o comissionamento. Os resultados completos serão mostrados na seção 4.2, enquanto em laboratório, apenas 9 TMDB's foram analisadas. Desta forma, para obter resultados de ruído, adquiriu-se sinais do módulo de teste do TileCal, conectando os 4 canais por vez, até contemplar todos os canais do TMDB. Cada aquisição possui 65536 amostras, a Figura 4.1 mostra as distribuições de ruído obtidas para os canais ADC2 e ADC9 do TMDB FV3.

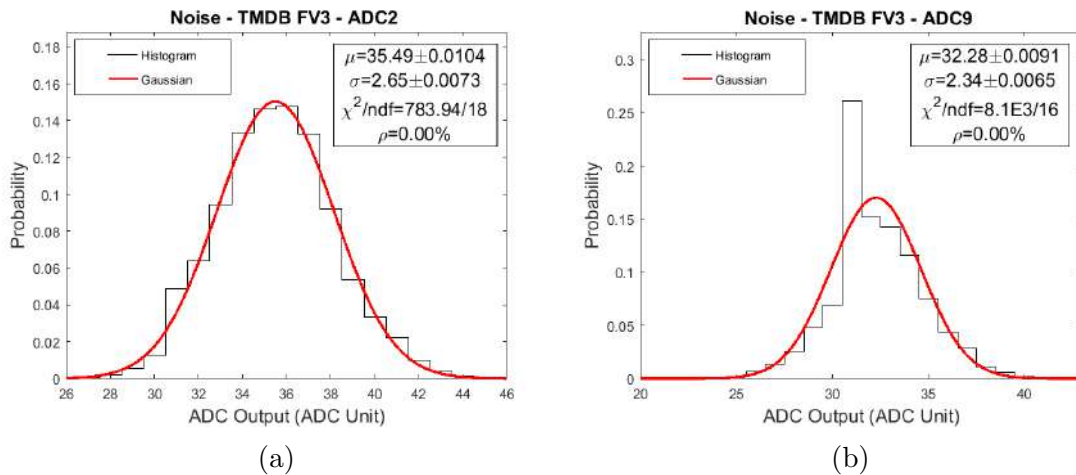


Figura 4.1: Histograma do ruído obtido para 2 canais do TMDB FV3: ADC2 (a) e ADC9 (b)

A média do ruído não passa de 36 unidades de conversão do ADC, com desvio-padrão menor que 3. Apesar do teste de χ^2 ter rejeitado a hipótese nula para uma distribuição gaussiana, o modelo observado é consistente, mas possui uma

assimetria que é sensível ao teste de χ^2 . Problemas no aparato experimental, ou na conversão analógico-digital, são possíveis causas deste efeito, que será investigado no futuro. O desvio-padrão do histograma é o valor atribuído ao ruído do canal. Ele indica com qual variação está localizada a maior contribuição do ruído. Sendo assim, os valores de ruído obtidos para o TMDB FV3 estão resumidos na Tabela 4.1. Esses valores estão completamente dentro do esperado, menor que 1,5% da faixa dinâmica, considerando que foi medida toda a cadeia de aquisição, desde a eletrônica de *front-end*, até a chegada dos sinais nos módulos TMDB. Da mesma forma, foi obtida uma média de todos os valores de ruído por canal, para cada módulo TMDB testado, e reunidos na Tabela 4.2.

Canal	Ruído	Canal	Ruído
ADC1	$2,37 \pm 0,006$	ADC17	$2,52 \pm 0,006$
ADC2	$2,65 \pm 0,007$	ADC18	$2,36 \pm 0,006$
ADC3	$2,45 \pm 0,006$	ADC19	$2,44 \pm 0,007$
ADC4	$2,36 \pm 0,006$	ADC20	$2,36 \pm 0,007$
ADC5	$2,46 \pm 0,006$	ADC21	$2,33 \pm 0,006$
ADC6	$2,55 \pm 0,007$	ADC22	$2,62 \pm 0,007$
ADC7	$2,36 \pm 0,007$	ADC23	$2,51 \pm 0,006$
ADC8	$2,43 \pm 0,006$	ADC24	$2,17 \pm 0,006$
ADC9	$2,34 \pm 0,006$	ADC25	$2,27 \pm 0,006$
ADC10	$2,38 \pm 0,006$	ADC26	$2,57 \pm 0,007$
ADC11	$2,43 \pm 0,006$	ADC27	$2,39 \pm 0,006$
ADC12	$2,40 \pm 0,006$	ADC28	$2,58 \pm 0,007$
ADC13	$2,46 \pm 0,007$	ADC29	$2,32 \pm 0,006$
ADC14	$2,39 \pm 0,006$	ADC30	$2,46 \pm 0,006$
ADC15	$2,41 \pm 0,006$	ADC31	$2,42 \pm 0,006$
ADC16	$2,46 \pm 0,006$	ADC32	$2,38 \pm 0,006$

Tabela 4.1: Valores de ruído (em unidades de ADC), para todos os canais do TMDB FV3.

TMDB	Ruído	TMDB	Ruído	TMDB	Ruído
FV2	$2,51 \pm 0,13$	FV6	$2,49 \pm 0,16$	FV13	$2,49 \pm 0,16$
FV3	$2,45 \pm 0,14$	FV8	$2,51 \pm 0,11$	FV14	$2,48 \pm 0,16$
FV5	$2,51 \pm 0,13$	FV9	$2,50 \pm 0,10$	FV15	$2,46 \pm 0,16$

Tabela 4.2: Valor médio de ruído (em unidades de ADC), para todos os módulos TMDB testados em laboratório.

4.1.2 Calibração em carga e linearidade

A resposta obtida nos tubos fotomultiplicadores do calorímetro é dada em carga elétrica, proporcional à energia depositada pela partícula no detector. A calibração

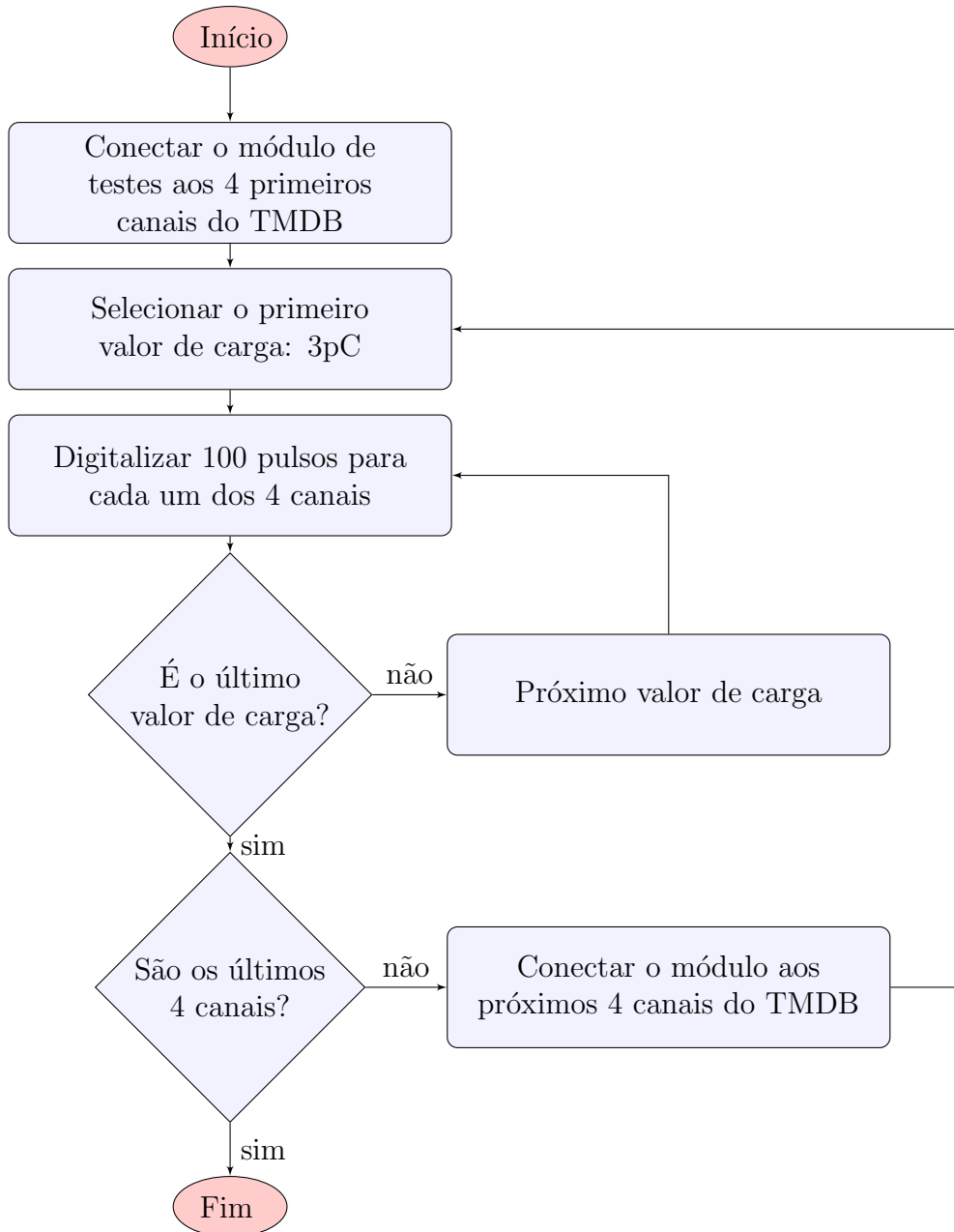


Figura 4.2: Procedimento para calibração em carga dos canais do TMDB, utilizando o sistema eletrônico de um módulo do TileCal em laboratório.

em carga estabelece a relação entre a carga (pC), consequentemente a energia da partícula (MeV), e o valor convertido pela aquisição dos módulos TMDB. Na saída amplificada para leitura dos sinais de múons, 12 pC equivale a uma energia de ≈ 20 GeV depositada na célula do calorímetro, considerada bastante alta, mas estabelecida como final da faixa dinâmica da aquisição, vistos os aumentos progressivos de luminosidade das colisões. Portanto, para calibrar a conversão analógico-digital em carga, atendendo a toda faixa dinâmica, foram gerados pulsos com cargas equivalentes a 3, 6, 9 e 12 pC, através do sistema de injeção de carga em um módulo de testes do calorímetro. Para realizar a calibração em carga de todos

os canais do TMDB, visto o número pequeno de canais de um módulo de testes (apenas 4), adotou-se o procedimento descrito na Figura 4.2.

Primeiramente, os 4 sinais do módulo de teste são conectados aos primeiros canais do TMDB. Em seguida, injeta-se o pulso de carga equivalente a 3 pC e adquire-se, com o TMDB, 100 pulsos para cada um dos 4 canais conectados. Depois, este mesmo processo é repetido para os próximos valores de carga. Após o último valor, conecta-se o módulo de teste aos próximos 4 canais do TMDB e repete-se todo o processo de injeção de carga, até que os pulsos de calibração sejam adquiridos por todos os canais do TMDB. Assim como na leitura padrão do TileCal, os pulsos contêm 7 amostras, que digitalizam uma janela temporal de 150 ns, capaz de observar o sinal gerado pela eletrônica de saída do calorímetro.

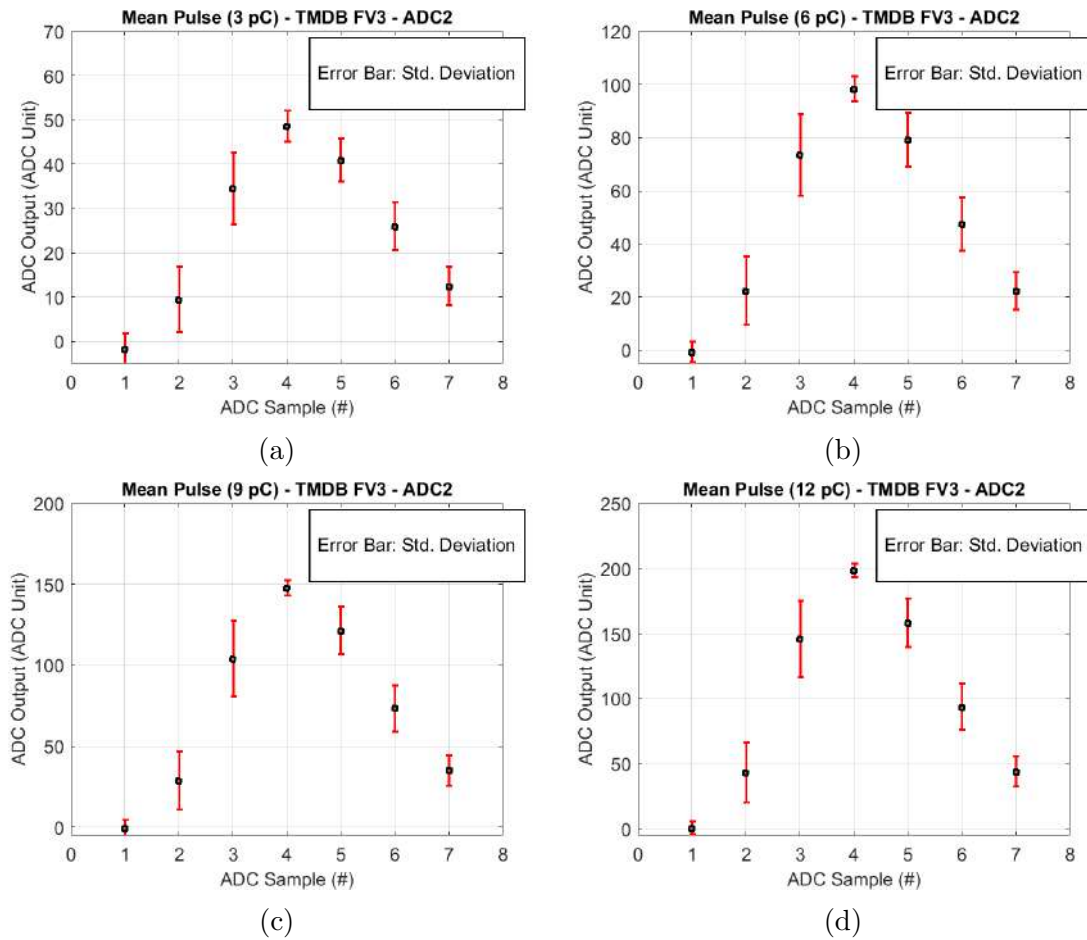


Figura 4.3: Média dos pulsos adquiridos, pelo canal 2 do TMDB FV3, quando diferentes cargas são injetada no sistema de aquisição.

Os sinais que chegam aos módulos TMDB estão somados a uma linha de base [90], chamada pedestal, intrínseca da cadeia eletrônica que envolve a fotomultiplicadora. Para a correta representação do pulso, é necessária a retirada dos valores aditivos do pedestal. Desta forma, os valores da linha de base são calculados realizando uma média de várias aquisições sem pulso e depois subtraídos de cada amostra dos

pulsos adquiridos. A Figura 4.3 mostra a média dos 100 pulsos obtidos para o canal 2 (ADC2) do TMDB FV3, quando as diferentes cargas foram injetadas. O desvio padrão de cada amostra foi utilizado como barra de erro. A amplitude máxima do pulso, ou seja, o valor do pico, representa a estimativa da carga, uma vez que são diretamente proporcionais. Assim, pode-se realizar a calibração entre os valores de ADC adquiridos e a carga injetada.

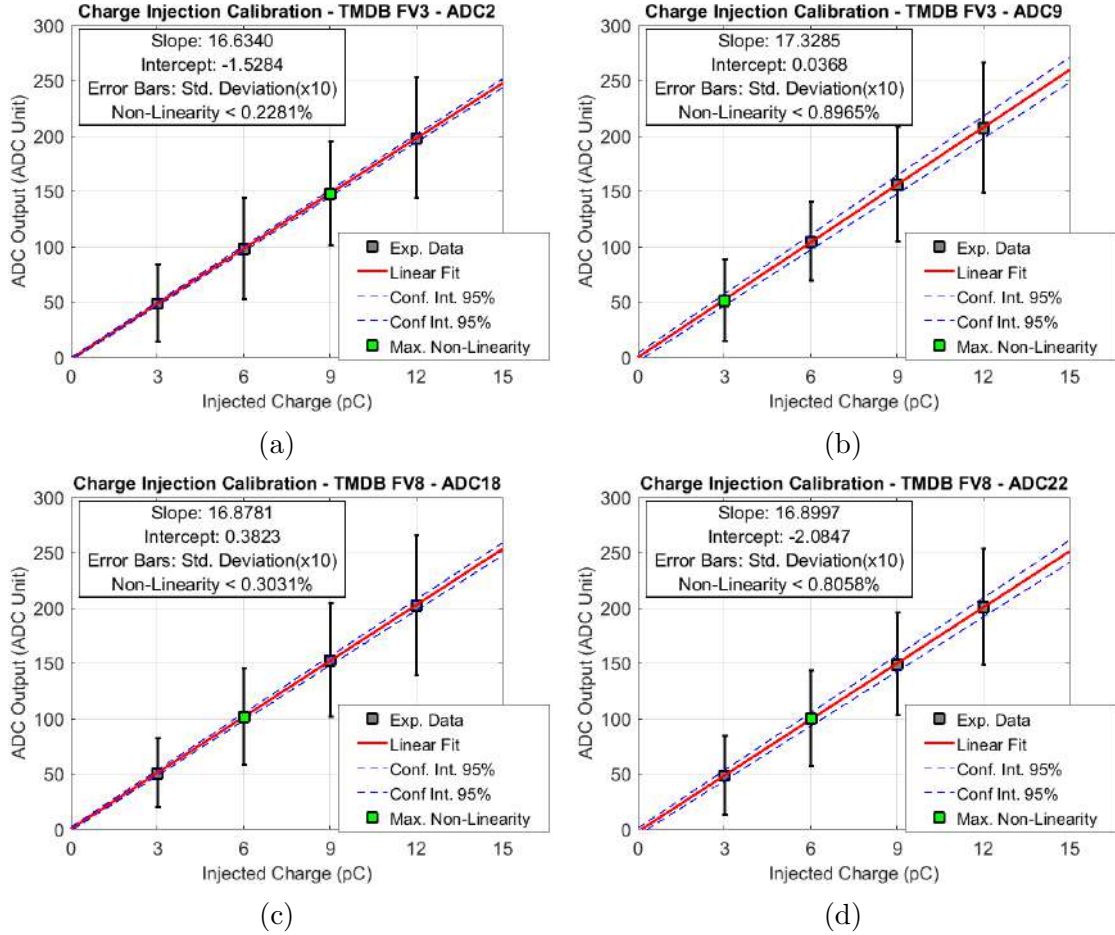


Figura 4.4: Ajuste linear de calibração em carga para 2 canais do módulo TMDB FV3: (a) ADC2 (b) ADC9; e 2 canais do módulo TMDB FV8: (c) ADC18 (d) ADC22

A Figura 4.4 mostra o ajuste linear de calibração realizado nas estimativas de carga para o ADC2 e ADC9 do TMDB FV3 e ADC18 e ADC22 do TMDB FV8. O ADC9 é o canal do TMDB FV3 que apresentou o maior valor de não-linearidade dentre os 32 canais deste módulo. Neste caso, a não-linearidade é uma medida que quantifica o desvio entre a estimativa da carga e a reta do ajuste linear, revelando os índices de dispersão dos pulsos. Os valores de não-linearidade encontrados para os módulos TMDB estão dentro do esperado. No pior caso, a não-linearidade foi menor que 1%, e no melhor caso, menor que 0,1%. Para que se pudessem ser notados os comportamentos das distribuições, as barras de erros destas figuras foram

multiplicadas por 10 e o espaço entre as retas azuis mostram o intervalo de confiança de 95% da reta estimada (em vermelho).

O coeficiente angular da reta ajustada representa a relação entre a carga injetada (em pC) e o valor de ADC obtido (em unidades de ADC) para um canal do módulo TMDB. Tal coeficiente também é chamado de ganho, por representar o ganho de um canal do TMDB em unidades de ADC/pC. Os valores de ganho e de linearidade na calibração são importantes indicadores na análise de um TMDB, pois, basicamente, a medição da carga elétrica é a relação direta com a energia depositada nas células do detector. A Figura 4.5 mostra um resumo dos ganhos estimados para os 32 canais do TMDB FV3. As barras de erro são o intervalo de confiança, dos ganhos estimados, para um nível de confiança de 95%. Neste caso, devido ao aparato de testes possuir apenas 4 canais, observa-se um comportamento repetitivo a cada 4 canais do TMDB, sendo o primeiro canal sempre o de maior valor. Os ganhos obtidos variam entre 16 e 18 ADC/pC, revelando, como o esperado, que a maior escala da conversão estará próximo de 14 pC.

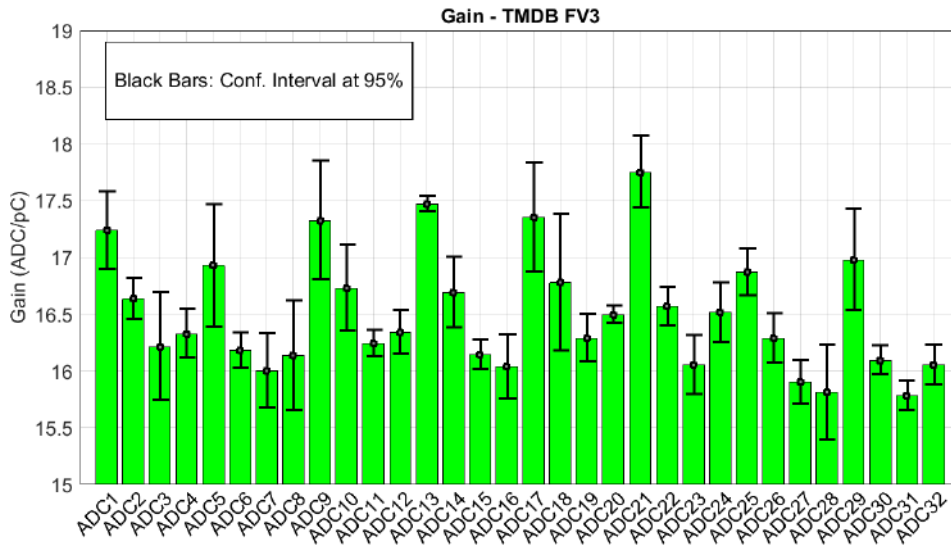


Figura 4.5: Valores de ganho para todos os canais do TMDB FV3.

Por fim, os ganhos de todos os módulos TMDB testados foram reunidos na Tabela 4.3. Cada valor é a média dos 32 ganhos obtidos para um TMDB em particular. As incertezas são os valores de desvio padrão respectivos aos valores médios. Pode-se observar que a incerteza para o TMDB FV2 está maior que todas as outras, indicando uma provável anomalia no referido módulo¹. São expostos, aqui, apenas os resultados dos módulos que foram submetidos ao teste em laboratório, primeiro lote de 9 módulos da produção.

¹Efetivamente, detectou-se que módulo TMDB FV2 possui um canal com defeito

TMDB	Ganho	TMDB	Ganho	TMDB	Ganho
FV2	$16,55 \pm 1,0$	FV6	$16,61 \pm 0,50$	FV13	$16,71 \pm 0,56$
FV3	$16,50 \pm 0,51$	FV8	$16,61 \pm 0,55$	FV14	$16,61 \pm 0,55$
FV5	$16,51 \pm 0,51$	FV9	$16,63 \pm 0,54$	FV15	$16,72 \pm 0,57$

Tabela 4.3: Valor médio de ganho para cada um os módulos TMDB testados em laboratório.

4.2 Comissionamento

Após os testes em laboratório, os módulos TMDB seguiram para a instalação no detector e deu-se a fase de comissionamento. Comissionamento é o processo realizado para assegurar o funcionamento de todos os sistemas e componentes, garantindo que o projeto, a instalação, os testes e a operação estejam de acordo com os requisitos. Esta é a atual fase de implantação do projeto TileMuon no ATLAS, embora esta esteja finalizada, apontando para uma plena operação do sistema em 2018. Além dos novos *hardwares* desenvolvidos, como os módulos TMDB e demais componentes de infraestrutura, também houve o desenvolvimento de novo *firmware* no lado do TGC-Sector Logic, realizado pelo grupo do espectrômetro de múons, para receber as decisões de *trigger* do TileCal no L1Muon. Todos esses subsistemas precisam operar conjuntamente para obter a desejada fusão de informação dos dados de calorimetria com o espectrômetro de múons. Com os 16 módulos TMDB instrumentando o sinal de múons do barril estendido do TileCal, tem-se, no total, 512 canais de múons do calorímetro. Portanto, serão abordados nessa seção as análises, ajustes e projetos de filtro realizados para o comissionamento. Para referência, os módulos do TileCal serão nomeados como EBAXx para os módulos do lado A do experimento, enquanto EBCxx serão os módulos do lado C. O “xx” é um número que começa em 01 e vai até 64, logo, cada módulo possui 4 canais (D5L, D5R, D6L e D6R).

4.2.1 Ruído

O ruído dos canais da TMDB instalados na caverna precisa ser caracterizado, pois é necessário garantir margens seguras para que a detecção de múons seja possível e também para o projeto do filtro casado a ser aplicado na detecção. Os dados de ruído usados para a análise são eventos adquiridos para cada canal dos módulos TMDB durante uma operação de calibração do TileCal, quando se adquire o pedestal, e nenhum processo físico está ocorrendo no experimento. Desta forma, adquire-se apenas o ruído eletrônico do canal. São adquiridos 10 mil eventos durante uma execução de pedestal, onde são mostradas as distribuições de ruído na Figura 4.6, para os canais do módulo EBA02.

As distribuições de ruído foram ajustadas para um modelo gaussiano e aplicado

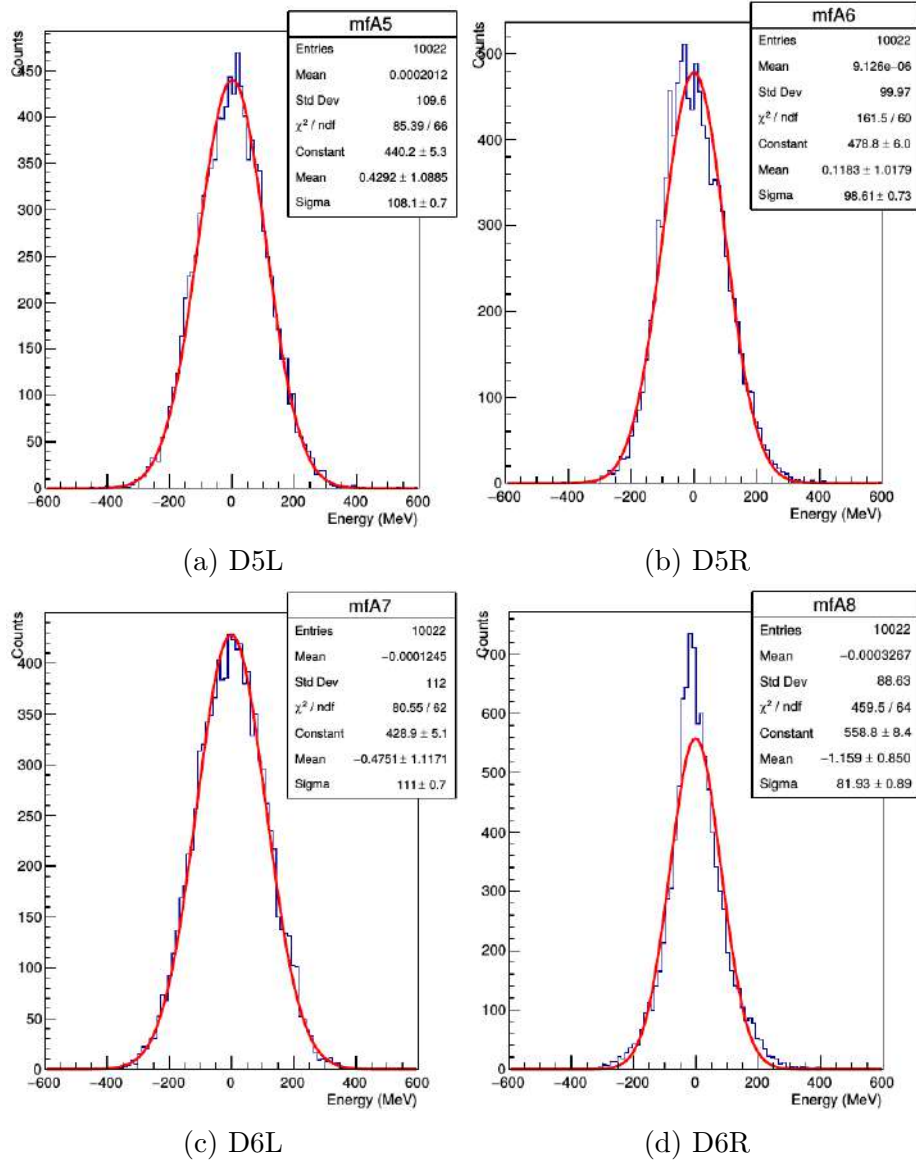


Figura 4.6: Distribuição do ruído de canais do módulo EBA02 instalados no ATLAS

o teste de χ^2 . Apesar do teste rejeitar a hipótese nula, devido às assimetrias na distribuição, é razoável assumir o ruído como gaussiano para facilitar o projeto do filtro casado. Os valores de ruído dos canais digitalizados pelos módulos TMDB, já removido o pedestal, apresentam, em média, 108 MeV, o que é abaixo do previsto na proposta inicial do sistema (140 MeV) [73]. Para a soma dos canais, esse valores não podem ultrapassar 200 MeV. A Figura 4.7 mostra os valores do ruído de todos os canais, em ambos os lados do experimento. Nesta figura, pode-se notar a cor verde predominante, representando a faixa de ruído entre 90 MeV e 110 MeV.

Observando a matriz de correlação das amostras do ruído para um canal do EBA02, na Figura 4.8 (a), percebe-se que elas são correlacionadas. Essa característica precisa ser contornada para a aplicação do filtro casado proposto, que assume tratar um ruído branco. Isto é realizado aplicando uma matriz de

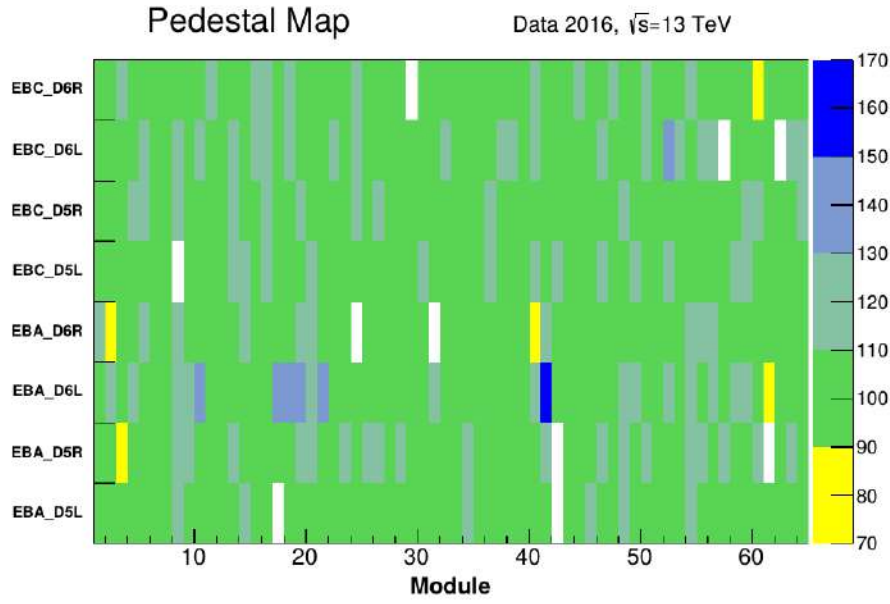
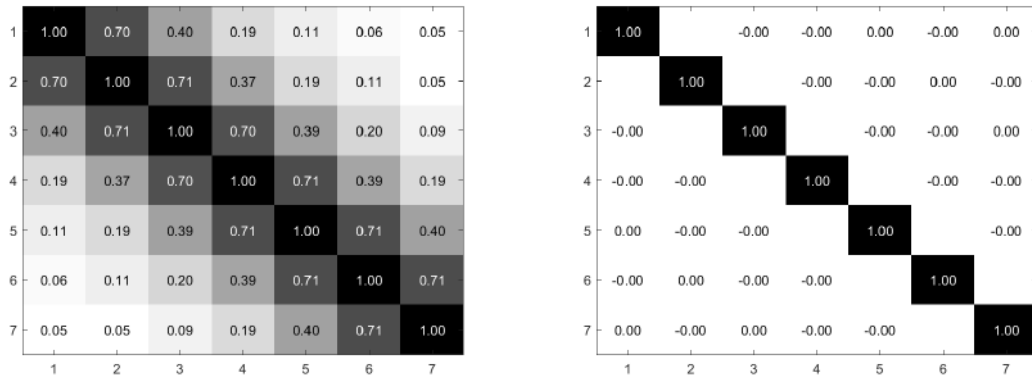


Figura 4.7: Mapa de ruído de todos os canais do TileCal instrumentados pelos módulos TMDB instalados no ATLAS

branqueamento, que torna as amostras descorrelacionadas, conforme demonstrado na Figura 4.8 (b).



(a) Antes do branqueamento

(b) Depois do branqueamento

Figura 4.8: Matrizes de correlação das amostras do ruído para módulo EBA02 do Tilecal.

4.2.2 Pulso de múons e detecção

Por ser um detector finamente segmentado, a maioria dos canais da leitura de múons não possui informação relevante para ser processada. Sendo assim, a detecção do sinal imerso ao ruído pode ser desenvolvida visando a seleção de canais com deposição de energia relevante no calorímetro. Desta forma, utiliza-se a detecção por filtragem casada para maximizar a razão sinal-ruído, da mesma forma que foi comentada na

Seção 3.3.4. Neste caso, assume-se que o ruído de fundo é branco e gaussiano e o sinal de interesse é determinístico. Para o pulso de referência determinístico, utilizou-se o pulso médio normalizado. O pulso médio é encontrado através dos dados adquiridos em reconstruções de *runs* de física. Os pulsos são selecionados pela energia estimada no HLT do TileCal, entre 1 GeV e 6 GeV, resultando em torno de 200 pulsos. Esta estimativa é bem razoável, uma vez que o erro máximo de estimação em relação aos algoritmos do *offline* é de 2 MeV [91]. Para cada canal de múon do TileCal, foi calculado um pulso médio de referência para desenvolvimento do filtro casado do mesmo. A Figura 4.9 mostra um exemplo de conjunto de pulsos, para obtenção do pulso médio, dos canais D5L e D5R do módulo EBA02 e seus respectivos pulsos médios encontrados.

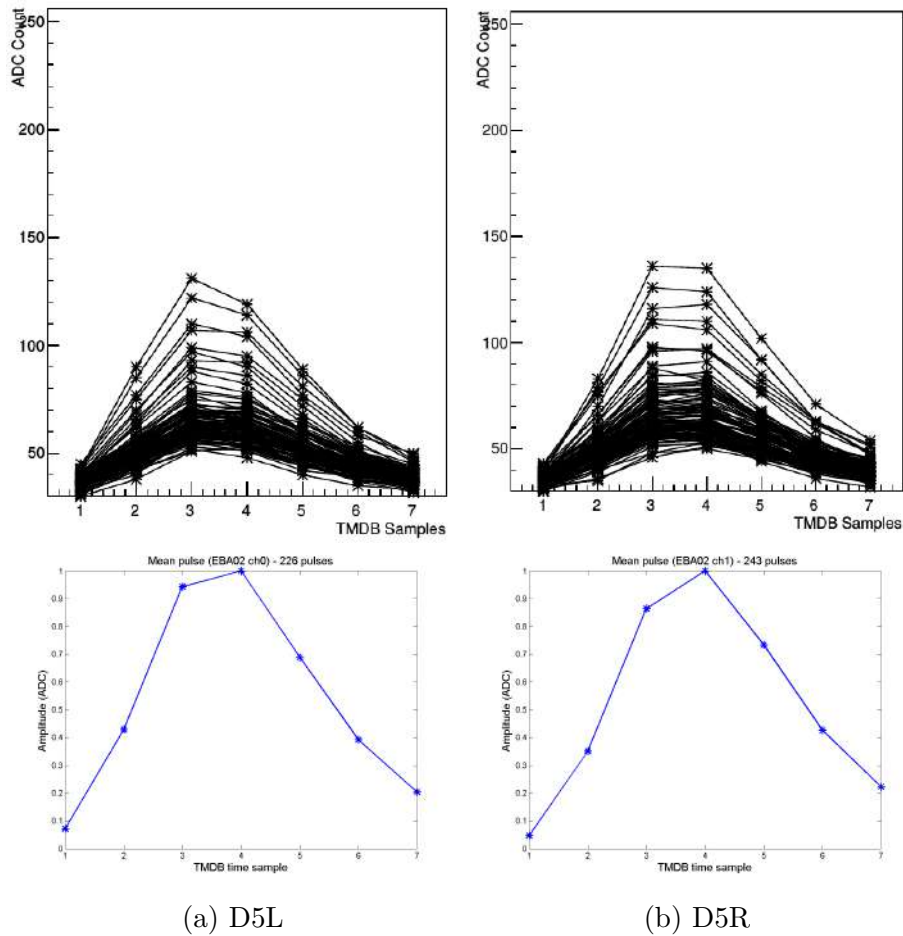


Figura 4.9: Conjunto de pulsos para cálculo do pulso médio de 2 canais do módulo EBA02 e seus respectivos pulsos médios.

Uma vez calculados os pulsos médios e a matriz de branqueamento, pode-se aplicar o filtro casado como um correlator, bastando realizar um produto interno entre o sinal recebido e o pulso médio branqueado. A saída do filtro pode ser calibrada para uma estimação em energia, relacionando o valor de saída do filtro com a energia estimada na reconstrução. Isso é possível devido à forte correlação

entre a amplitude do pulso e a energia depositada no calorímetro. Assim, na operação combinada com o espectrômetro de múons, podem ser aplicados patamares de discriminação em energia configuráveis para a operação. Atualmente, o patamar de discriminação é de 500 MeV. A Figura 4.10 mostra, como exemplo, a calibração da saída do filtro em energia, para o canal D5L do módulo EBC03.

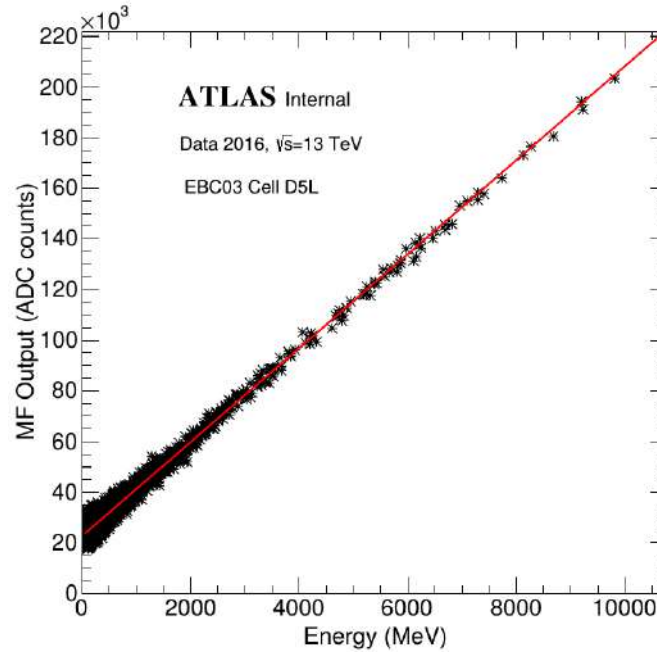


Figura 4.10: Calibração em energia da saída do filtro casado para o módulo EBC03, canal D5L.

Com a calibração realizada, pode-se observar os valores de saída do filtro, quando é aplicado o ruído na entrada. Após a operação do filtro casado ao ruído, novamente obteve-se valores dentro das especificações esperadas (± 140 MeV), para a maioria dos canais. Apenas 14 canais (2,7%) tiveram problemas, onde 10 deles obtiveram ruído acima de 140 MeV e 4 estavam defeituosos. A Figura 4.11 mostra a distribuição dos valores de ruído obtidos por canal, para os dois lados do detector, digitalizados pelos módulos TMDB que confirmam a média de ruído em, aproximadamente, 108 MeV.

Para medir o desempenho dos filtros casados por canal, utilizou-se a curva ROC (*Receiver Operating Characteristic*) [92] para análise do rendimento do referido filtro. Com a ROC, pode-se ver a relação entre a probabilidade de detecção e falso-alarme para vários valores de patamar do filtro. Com o objetivo de comparação, três situações foram realizadas: (i) aplicando apenas um patamar de energia estimada pela amplitude do pulso; (ii) utilizando o filtro casado sem realizar o branqueamento dos dados recebidos; (iii) aplicando o filtro casado realizando o branqueamento. Esta comparação serve para mostrar que o filtro casado tem desempenho melhor que apenas a aplicação de um patamar para discriminação entre múon e ruído. Além do mais, mostra que o branqueamento está sendo eficaz. O resultado, usando como

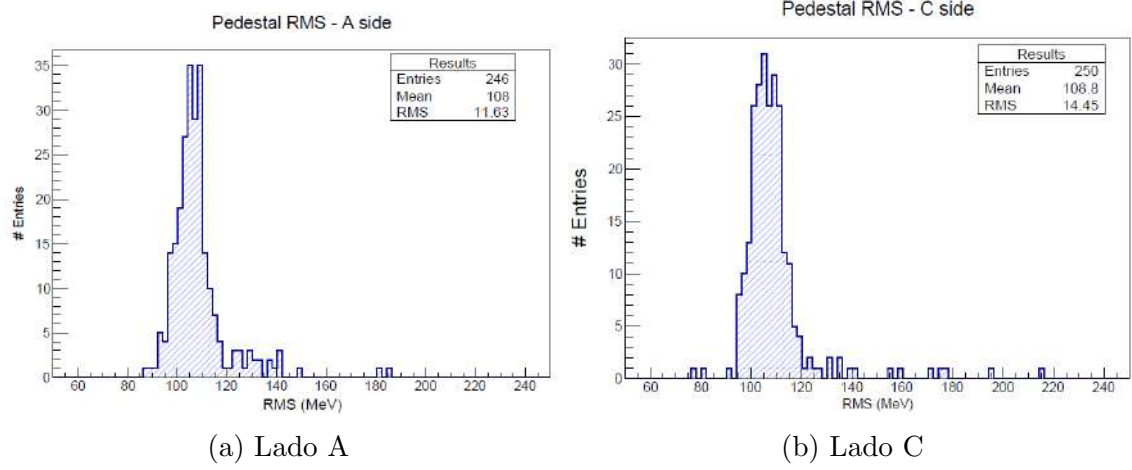


Figura 4.11: Distribuição dos valores de ruído para cada canal do TileCal em ambos os lados

exemplo o canal D5R do módulo EBA17, pode ser visto na Figura 4.12 (a). Ele permite dizer que, para atingir uma probabilidade de detecção de múon de 98%, o falso-alarme é de 1% neste canal, utilizando o filtro casado com branqueamento. A Figura 4.12 (b) apresenta os histogramas para sinais de múon e ruído na saída do filtro com branqueamento.

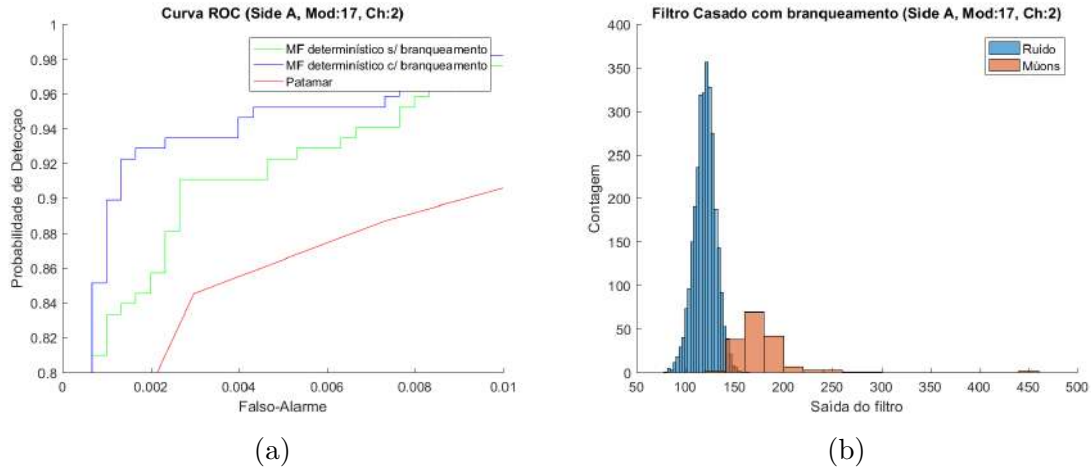
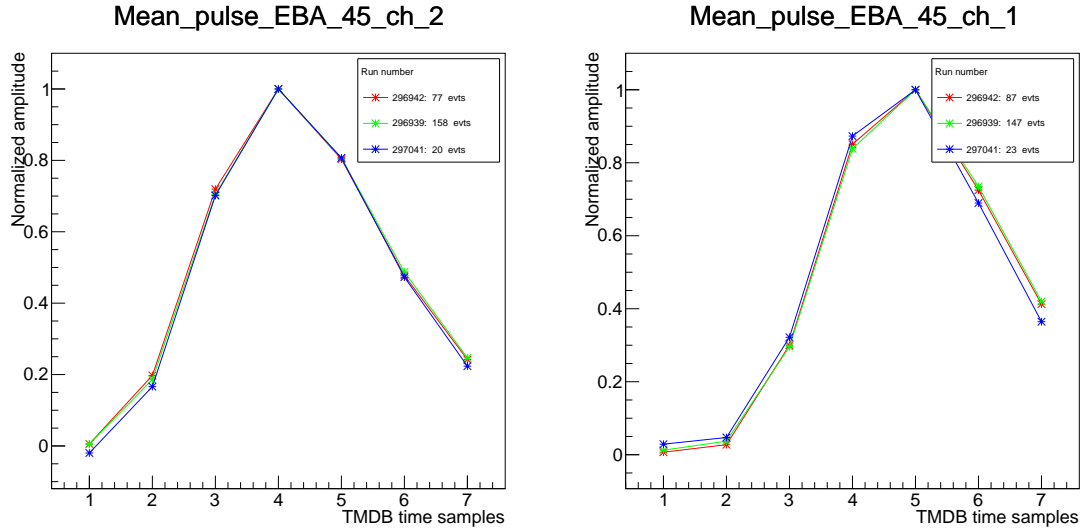


Figura 4.12: Desempenho do filtro casado na detecção de múons do canal D5R do módulo EBA17: (a) Curva ROC; (b) Histograma da saída do filtro

4.2.3 Ajuste de fase

Como parte do comissionamento, foi necessário realizar um ajuste de fase dos pulsos de múons do calorímetro. A fase do pulso adquirido pelo módulo TMDB na leitura de múons do TileCal é definida como a posição de pico do pulso médio reconstruído em *runs* de física no detector. O ideal é que o pulso se enquadre totalmente dentro da janela de aquisição. Então, espera-se que a fase esteja entre as amostras 3 e 5 que

é a região central da janela de amostragem. Por vários motivos, como comprimento diferente de cabos, mal casamento de impedância ou diferenças de atraso no caminho do sinal, os pulsos digitalizados no TMDB podem apresentar fases diferentes em cada canal. Pulsos muito deslocados na janela de aquisição contribuem com menos informação da energia depositada pela partícula no calorímetro, o que pode gerar uma subestimação no valor da energia estimado pelo filtro casado para o evento. A Figura 4.13 mostra os pulsos médios normalizados em 2 canais do módulo EBA45 do TileCal.



(a) Fase correta: pico na amostra 4, pulso dentro da janela de amostragem (b) Fase incorreta: pico na amostra 5, pulso sem o decaimento final

Figura 4.13: Pulso médio normalizado para dois canais do módulo EBA45 do TileCal em diferentes *runs* de física

Desta forma, pôde-se observar também a estabilidade da fase do pulso médio em diferentes *runs*. Porém, mesmo tendo um ajuste primário na época da instalação dos módulos, foi necessário realizar uma análise de ajuste de fase em todos os canais, pois muitos ainda estavam deslocados. Para a aplicação do ajuste, utilizou-se um recurso implementado no FPGA Core, chamado *ADC Adj.*, que atrasa o sinal em até 150 ns, com passos de 25 ns. Para deslocamentos no outro sentido, adiantando o sinal do pulso, é preciso alterar uma configuração do *software* de operação *online*, o *pipeline*. Esse parâmetro de configuração define a latência de decisão do primeiro nível de *trigger*, assim o módulo TMDB pode saber qual evento passado é o correto para envio dos dados. Após todas as configurações de fase, pôde-se obter um mapeamento mais homogêneo nos canais do TileCal, onde a maioria dos canais possui o pico na amostra 4 do pulso, conforme mostra a Figura 4.14.

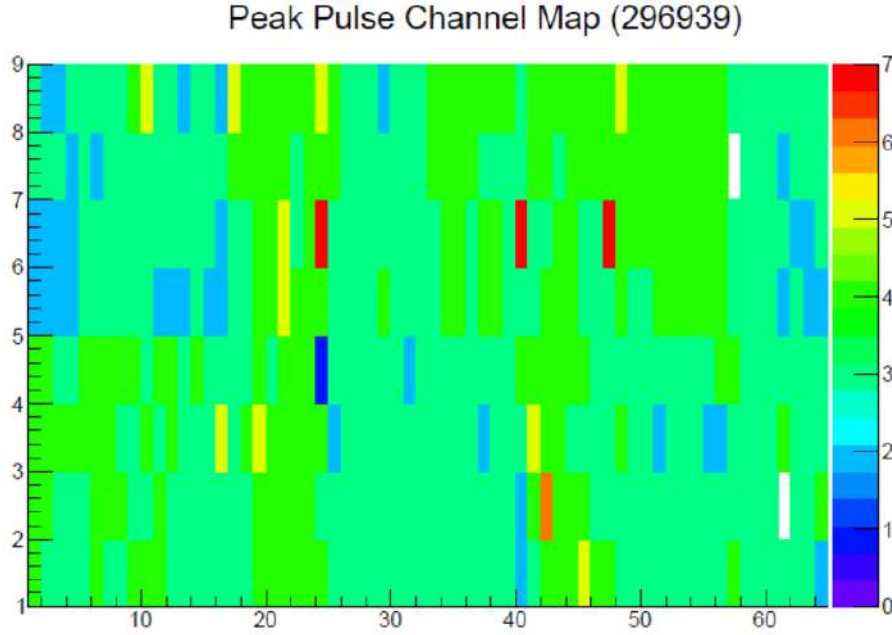


Figura 4.14: Mapa de fases, para todos os canais do TileMuon, após o ajuste.

4.3 Desempenho do sistema combinado

Esta seção vai explorar os resultados da análise de eficiência/rejeição do sistema com fusão da informação, para o *trigger* de múons. Primeiramente, para a análise de eficiência, foram utilizados dados de *runs* de física, onde os módulos TMDB (ainda em comissionamento) operavam em modo de monitoramento, não sendo incluídos na cadeia de *trigger* do nível-1, entre maio de 2016 e final de 2017 ($\sqrt{s} = 13$ TeV). Para essas análises, foram utilizados alguns critérios de seleção de múons para combinação dos sistemas. Os seguintes critérios de seleção foram impostos:

- $1.0 < |\eta| < 1.3$
- Uso do *trigger* L1_MU20, que contém apenas múons com $p_T > 20$ GeV
- Apenas *hits* na região das tampas (*endcap*) das câmaras do TGC
- Associação com um múon detectado e confirmado pelos algoritmos *offline*

Pode-se dizer que a eficiência do sistema combinado é a probabilidade do TileCal confirmar múons detectados pelo L1Muon, enquanto o *fake reduction* é a probabilidade que o TileCal tem para confirmar falsos múons do L1Muon. Para que um evento seja confirmado pelo TileCal, no contexto do TileMuon, a soma das energias das células D5 e D6 têm que ser superior a um determinado patamar de energia. A Figura 4.15 mostra tais valores de eficiência e *fake reduction* em função do patamar de energia conseguidos com a implementação da fusão de informação na região da tampas do experimento. Desta figura, pode-se inferir que, para

um patamar de 500 MeV, o detector alimentado pelas células D5 e D6 tem uma probabilidade de 98,2% para confirmar múons detectados pelo L1Muon, com uma probabilidade de 3,07% para confirmar falsos alarmes do L1Muon. Ou seja, com o uso do TileMuon é possível rejeitar 96,93% da taxa de falso alarme do L1Muon, enquanto retém-se 98,2% dos múons detectados pelo L1Muon.

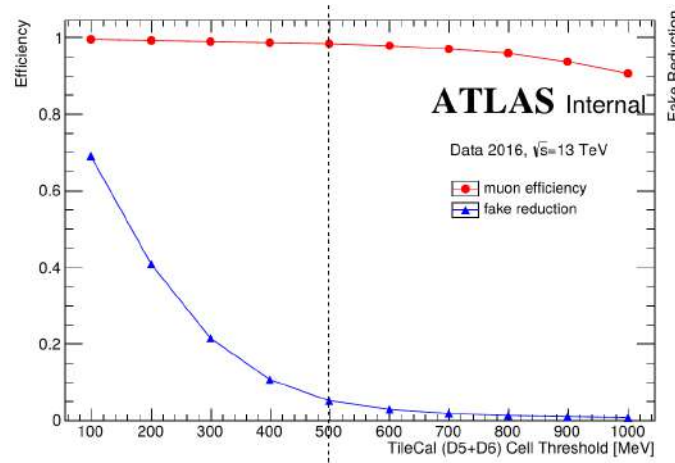


Figura 4.15: Desempenho do TileMuon durante o comissionamento em relação ao patamar de energia

A variação da taxa de *trigger* em relação a η , para múons com $p_T > 20$ GeV, com os dados dos módulos TMDB, é mostrada na Figura 4.16, que revela a rejeição dos falsos *triggers* ocasionada pela fusão de informação entre as câmaras TGC e a região do barril estendido do TileCal, em $1.0 < |\eta| < 1.3$. Os dois picos de cor lilás, que aparecem nesta região, são os *triggers* rejeitados pela coincidência com TileCal, mostrando uma expectativa de redução da taxa de *trigger* em aproximadamente 6 pontos percentuais. A assimetria é causada por uma recepção diferente do espectrômetro de múons com o campo magnético toroidal [52].

A eficiência do sistema de fusão de informação em relação aos setores de *trigger* também é alta para quase todos os módulos, em média 98%, como é mostrado na Figura 4.17 (a). Os módulos com baixa eficiência precisam otimizar os patamares de energia para obter maior eficiência, sem comprometer a rejeição de falsos *triggers*.

Finalmente, depois de um longo período de comissionamento (mais de 2 anos), no final de 2017, os módulos TMDB foram colocados em operação na cadeia de *trigger* do ATLAS para avaliar o seu desempenho. Mesmo sendo em apenas uma *run* de física (número 340368), foi suficiente para coletar dados e obter resultados de desempenho. O primeiro resultado interessante é saber em qual dimensão a inclusão do TileMuon degrada a eficiência do *trigger* de múons. Em relação à energia do múon (p_T), a Figura 4.17 (b) demonstra que os dados do TileMuon, no modo de monitoramento, têm boa concordância com a operação, sendo realmente úteis para o *trigger*, como o esperado. Além do mais, a inclusão do TileMuon na cadeia de

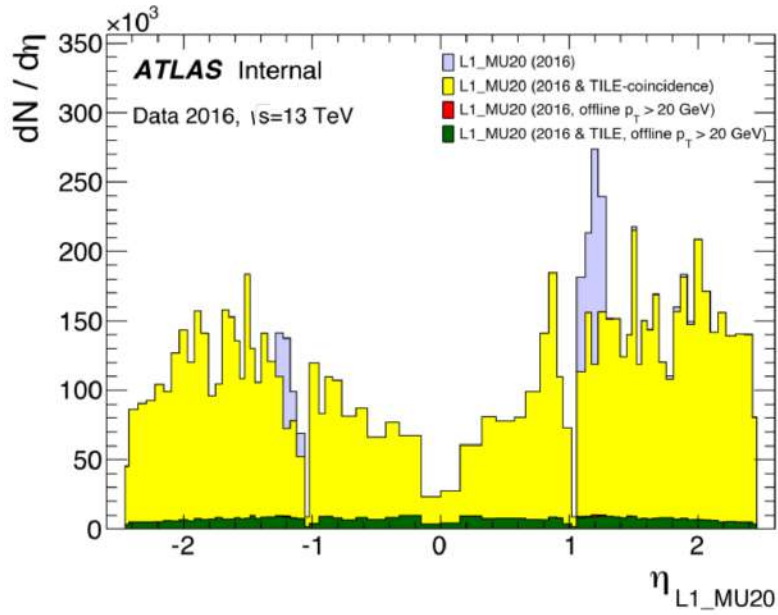


Figura 4.16: Histogramas da taxa de *trigger* em relação a η para o múons com $p_T > 20\text{GeV}$

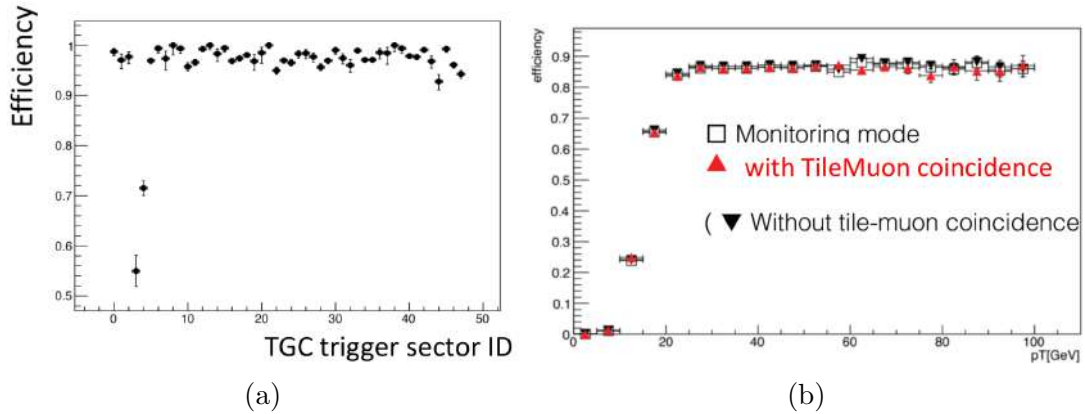


Figura 4.17: Eficiência de *trigger*: (a) TileMuon em relação aos setores de *trigger* para o múons com $p_T > 20\text{ GeV}$; (b) em relação a p_T com e sem a coincidência com o TileMuon

trigger quase não afeta a eficiência na detecção de múons.

A eficiência em relação a η também foi analisada para múons com $p_T > 20\text{ GeV}$. Assim como a eficiência em relação a p_T quase não foi afetada pela inclusão do TileMuon, em relação a η , nenhuma queda significativa foi observada na região $1.0 < |\eta| < 1.3$, como mostra a Figura 4.18. Aliado a isso, a redução de taxa de *trigger* se mostrou significativa, chegando a 40% de diferença (para alguns valores de η) em relação à coincidência utilizando apenas as câmaras TGC internas EI/FI, mostrado na Figura 4.19. Esses bons resultados abrem caminho para o ingresso definitivo do TileMuon na operação do ATLAS, não apenas agora, no final da *Run 2*, mas também para a *Run 3* e *Run 4*, pois a NSW não cobrirá a região $1.0 < |\eta| < 1.3$.

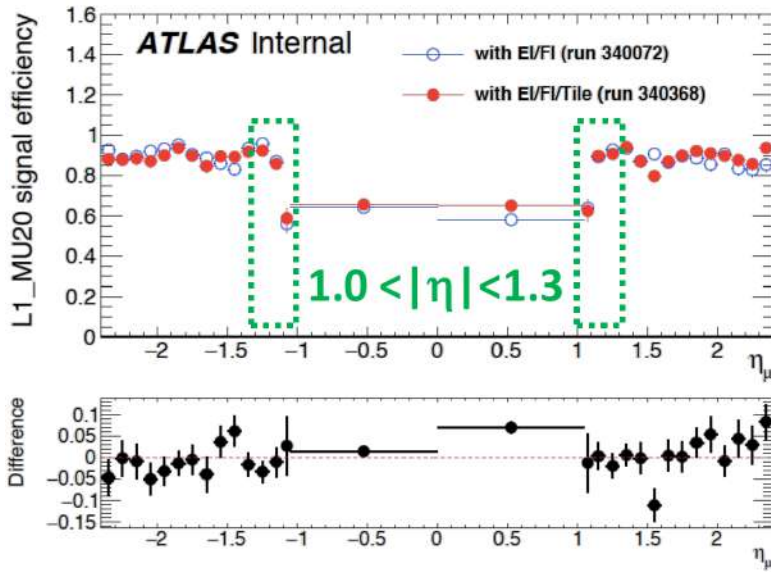


Figura 4.18: Eficiência do *trigger* de múons em relação a η com e sem a coincidência com o TileMuon

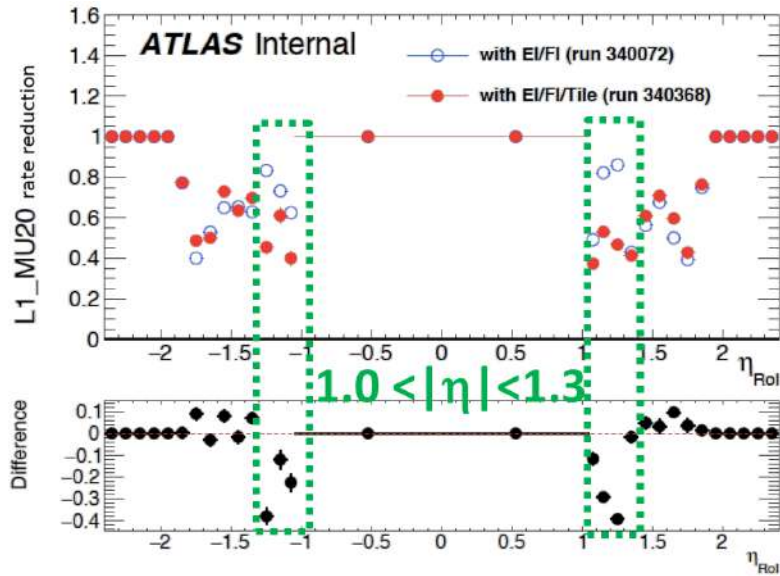


Figura 4.19: Taxa de redução do *trigger* de múons em relação a η com e sem a coincidência com o TileMuon

Pôde-se observar também que a fusão de informação, proporcionada pelo TileMuon, reduz a taxa de *trigger* à medida que a luminosidade instantânea aumenta, em relação ao *trigger* normal. Isso pode ser notado na Figura 4.20, onde, para uma luminosidade de $20 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, a taxa de *trigger* diminui de 18,5 kHz para 17 kHz. A diferença pode ainda ser maior com o aumento da luminosidade.

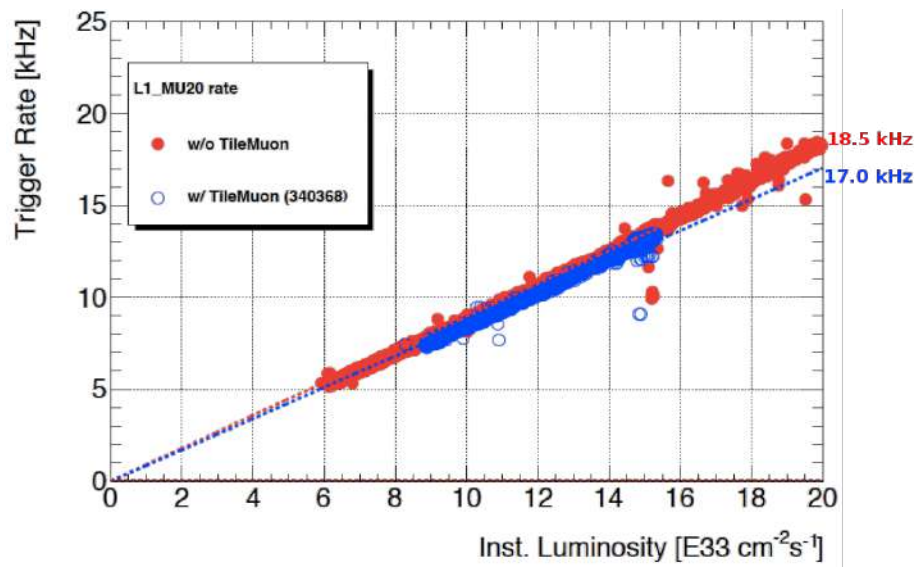


Figura 4.20: Taxa de *trigger* de nível-1 pra múons de $p_T > 20$ GeV com e sem a coincidência com o TileMuon

Capítulo 5

Conclusão

O LHC está se preparando para atingir sua capacidade máxima, produzindo colisões com energia no centro de massa de 14 TeV. Aliado a isso, o aumento da luminosidade atingirá níveis jamais alcançados. Tudo isso para atender à demandas sobre a pesquisa em diversos programas de física. O vasto programa de pesquisa do ATLAS envolve desde medições precisas de partículas do Modelo Padrão à busca de fenômenos físicos além deste modelo. No planejamento de *upgrade* do LHC/ATLAS são previstos vários períodos de crescente aumento da luminosidade, envolvendo 3 fases de atualização. Na última fase, o LHC se tornará o HL-LHC (*High Luminosity LHC*) e a sua luminosidade alcançará um valor 10 vezes mais alto que o projeto inicial. O aumento de luminosidade proporciona mais informação nos detectores devido ao aumento de eventos, porém aumenta também a produção de ruído de fundo e efeitos de empilhamento quando o detector é excitado por partículas antes de retornar ao seu estado relaxado.

Neste cenário, é de suma importância que o ATLAS consiga manter ou melhorar o desempenho de alta eficiência já alcançado pelo sistema de filtragem *online*. Com esta finalidade, a maioria dos sistemas estão incluídos no programa de *upgrade* do ATLAS, que os prepara para as novas condições de operação do experimento. Nestas condições, os processos físicos de interesse estão imersos em quantidade ainda maior de informação irrelevante, forçando melhores soluções para a ocupação da banda passante de aquisição. Se a maior parte desta banda passante é preenchida por eventos desinteressantes, possivelmente o evento de interesse não será observado e, logo, não estará disponível para as análises físicas *offline*.

Com o aumento da luminosidade e, conseqüentemente, do ruído de fundo, tornou-se essencial utilizar a informação de múons do calorímetro para auxiliar o *trigger*, que foi realizado por este trabalho. Sem o apoio da informação do TileCal, a banda passante do ATLAS para múons seria ineficiente de tal modo, que vários processos físicos de interesse não seriam possíveis detectar. Em particular, na região das tampas, onde a banda passante se encontra ocupada por um número

significativo de falsos *triggers*, combinou-se ambos detectores, realizando, assim, a fusão da informação entre espectrômetro de múons e o TileCal. O conceito baseia-se numa coincidência de detecção de um mesmo múon nos dois detectores. Os múons de interesse, provenientes das colisões e seus processos, cruzam os dois detectores, enquanto os falsos *triggers* sensibilizam apenas o detector de múons. Isso permite rejeitar as partículas oriundas do ruído de fundo.

Diante da necessidade de utilizar a informação do canal de múons para a fusão de informação, um sistema foi desenvolvido para processar a informação do calorímetro, fazendo a detecção do múon, e se comunicar com os demais sistemas do ATLAS, como o sistema de *trigger* de múons do primeiro nível, para que as duas informações sejam combinadas. Para que esta solução pudesse ser implementada, um módulo eletrônico foi desenvolvido, denominado TMDB (*TileMuon Digitizer Board*), baseado em FPGA's. Testes em um laboratório, que tem uma réplica reduzida da eletrônica de *trigger* e aquisição de dados do ATLAS, foram feitos para avaliar a integridade do módulo eletrônico e sua integração com o ambiente onde o mesmo deverá operar. Os resultados destes testes indicaram o perfeito comportamento do sistema projetado. Tais testes foram importantes para que a fusão de informação fosse, de fato, integrada ao ATLAS, uma vez que os mesmos demonstram a linearidade dos canais de aquisição para a medição da deposição de energia de múons no calorímetro, obtendo uma não-linearidade máxima menor que 1%. Além disso, verificou-se também que os níveis de ruído para esses canais estavam dentro do esperado, menores que 1,5% da faixa dinâmica do ADC. A partir dos resultados obtidos com os testes em laboratório, o *trigger* que usa a fusão de informação pôde passar para a fase de comissionamento no ATLAS. Nesta fase, os módulos TMDB foram instalados em conjunto com a eletrônica do experimento na caverna USA15 do ATLAS, onde recebem todos os canais de múons do TileCal e se comunicam com o sistema de *trigger* e aquisição de dados.

Durante o comissionamento, diversos testes foram efetuados com a finalidade de avaliar o sucesso na integração e, também, para estudar o desempenho do *trigger* com a fusão de informação. Os resultados de desempenho, obtidos durante o comissionamento, demonstram que 96,93% da taxa de falso alarme gerada pelo L1Muon, na região $1.0 < |\eta| 1.3$, pode ser rejeitada pelo *trigger* combinado, enquanto 98,20% dos múons detectados pelo L1Muon são confirmados. Ou seja, para uma redução de apenas 1,80% na probabilidade de detecção de múons, é possível rejeitar a grande maioria (96,93%) dos falsos alarmes gerados pelo L1Muon.

Após um período de mais de 2 anos de comissionamento, os módulos TMDB finalmente estão chegando na fase final de comissionamento, onde poderão entrar definitivamente na operação do ATLAS, gerando decisões de *trigger* para assistir o primeiro nível de filtragem de múons. Em dezembro de 2017, o TileMuon foi

ligado na cadeia de *trigger* para apenas uma *run* de colisões, com o objetivo de estudar o desempenho do sistema combinado, ou seja, com a fusão de informação. Desta operação, pôde-se avaliar parâmetros de desempenho do sistema combinado. Percebeu-se que a degradação de eficiência no sistema de *trigger* de múons, causada pela inserção do TileMuon, é mínima em relação aos setores de *trigger*, em η e em p_T , e o sistema combinado consegue diminuir a taxa de trigger em 6 pontos percentuais. Para as operações com um aumento ainda maior de luminosidade, o TileMuon também se revelou promissor, diminuindo a taxa de *trigger* de 18,5 kHz para 17 kHz em uma luminosidade de $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. É esperado que, ao longo de 2018, o TileMuon entre definitivamente na operação do ATLAS, fornecendo decisões de *trigger* do calorímetro para auxiliar o primeiro nível do *trigger* de múons.

Trabalhos futuros

Com o sistema de fusão de informação em operação no experimento, faz-se necessário um trabalho de manutenção e monitoramento do desempenho apresentado para a detecção de múons no calorímetro. Devido às mudanças das condições de operação do ATLAS, deve-se acompanhar o desempenho do sistema para que eventuais ajustes possam ser estudados e sugeridos. Além disso, pode-se estudar os impactos da utilização deste sistema na física de interesse do ATLAS. Primeiramente, avaliar a qualidade da seleção dos candidatos a múons no HLT, procurando entender as possíveis melhorias causadas neste nível de filtragem. Em seguida, estudar como a melhoria de qualidade na ocupação da banda passante, do primeiro nível de *trigger*, afeta as análises *offline*. Desta forma, descobrir qual física pode se beneficiar desta melhoria.

De forma a simplificar o projeto do filtro casado, para operação no primeiro nível de *trigger* com baixa latência, muitas aproximações foram assumidas, tais como: o ruído é branco e gaussiano; o sinal de múon é determinístico e representado pela sua média. Mesmo obtendo resultados de alta eficiência com estas aproximações, novos projetos de filtros, que visam uma maior aproximação sobre o ruído e os sinais, podem ser estudados. Abordagens estocásticas, ou que utilizem inteligência artificial, ou ainda mistas, podem melhorar o desempenho dos filtros, aumentando ainda mais a eficiência de detecção ou reduzindo a taxa de rejeição de falsos *triggers*. Técnicas adaptativas mais sofisticadas, podem ser pensadas para fornecer taxas ainda menores de falso-alarme, como CFAR (*Constant False Alarm Rate*) [93]. Estas melhorias serão fundamentais durante o período de operação da fase 2, pois os limites de luminosidade atingirão seus níveis mais críticos.

Durante a fase de comissionamento dos módulos TMDB, para a região das tampas, que instrumentou o barril estendido do TileCal, 4 módulos também foram

instalados na região do barril longo, para estudos de viabilidade de fusão de informação nessa região, visto que o módulo TMDB se revelou uma solução mais barata, pois não envolve uma intervenção drástica na infraestrutura do experimento. Estudos envolvendo estes módulos na região do barril devem ser realizados, pois há um grande potencial de utilização deste sistema na fase 2 de atualização do ATLAS.

Referências Bibliográficas

- [1] COLLABORATION, T. L., ADRIANI, O., BONECHI, L., et al. “The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation*, v. 3, n. 08, pp. S08006, 2008. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08006>>.
- [2] EVANS, L., BRYANT, P. “LHC Machine”, *Journal of Instrumentation, JINST 3 S08001*, 2008.
- [3] POUR LA RECHERCHE NUCLÉAIRE, C. E. “European Organization for Nuclear Research”. Disponível em: <<http://www.cern.ch>>. Acessado em junho de 2016.
- [4] THE ATLAS COLLABORATION. “The ATLAS Experiment at CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation, JINST 3 S08003*, 2008.
- [5] CHATRCHYAN, S., OTHERS. “The CMS Experiment at the CERN LHC”, *JINST*, v. 3, pp. S08004, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [6] “The Nobel Prize in Physics 2013”. Nobel Media AB 2014. Disponível em: <http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/>. Acessado em junho de 2016.
- [7] HIGGS, P. W. “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 13, pp. 508–509, Oct 1964. doi: 10.1103/PhysRevLett.13.508. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>>.
- [8] GOLFAND, Y. A., LIKHTMAN, E. P. “Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance”, *JETP Lett. 13*, p. 323–326, 1971.
- [9] GRIFFITHS, D. *Introduction to Elementary Particles*. Physics textbook. Wiley, 2008. ISBN: 9783527406012. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=w9Dz56myXm8C>>.

- [10] “The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 798, pp. 172 – 213, 2015. ISSN: 0168-9002. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.06.058>. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008086>.
- [11] EDWARDS, D. A., SYPHERS, M. J. *An Introduction to the Physics of High Energy Accelerators*. Wiley-VCH, 1992.
- [12] FEBEL, A., GERKE, H., TIGNER, M., et al. “The Proposed Desy Proton-Electron Colliding Beam Experiment”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 20, n. 3, pp. 782–785, June 1973. ISSN: 0018-9499. doi: 10.1109/TNS.1973.4327240.
- [13] ELEKTRONEN-SYNCHROTRON, D. “German Electron Synchrotron”. Disponível em: <http://www.desy.de>. Acessado em junho de 2017.
- [14] NE’EMAN, Y., KIRSH, Y. *The Particle Hunters*. Cambridge University Press, 1996. ISBN: 9780511599880. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1017/CB09780511599880>. Cambridge Books Online.
- [15] COTTINGHAM, W. N., GREENWOOD, D. A. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 1998.
- [16] GELL-MANN, M. “A Schematic Model of Baryons and Mesons”, *Phys. Lett.*, v. 8, pp. 214–215, 1964. doi: 10.1016/S0031-9163(64)92001-3.
- [17] ZWEIG, G. “An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 1”, , n. CERN-TH-401, Jan 1964. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/352337>.
- [18] CLAY, R., KURBAN, Z., WILD, N. “Cosmic Ray Related Undergraduate Experiments”, *Pierre Auger Observatory Publications database*, v. GAPNote 1998-061, 1998.
- [19] “ASTROPT”. “Informação e Educação Científica”. Disponível em: <http://www.astropt.org>. (Acessado em Junho de 2016).
- [20] VOLKOV, D., AKULOV, V. “Is the neutrino a goldstone particle?” *Physics Letters B*, v. 46, n. 1, pp. 109 – 110, 1973. ISSN: 0370-2693. doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(73\)90490-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90490-5). Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269373904905>.

- [21] WEINER, R. M. “Spin-statistics-quantum number connection and supersymmetry”, *Phys. Rev. D*, v. 87, pp. 055003, Mar 2013. doi: 10.1103/PhysRevD.87.055003. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.055003>>.
- [22] THE ATLAS COLLABORATION. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Physics Letters B*, v. 716, pp. 1–29, 2012.
- [23] ENGLERT, F., BROUT, R. “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 13, pp. 321–323, Aug 1964. doi: 10.1103/PhysRevLett.13.321. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>>.
- [24] HEINEMEYER, S., MARIOTTI, C., PASSARINO, G., et al. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties: Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group*. Relatório Técnico CERN-2013-004. CERN-2013-004, Geneva, 2013. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1559921>>. Comments: 404 pages, 139 figures, to be submitted to CERN Report. Working Group web page: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>.
- [25] PATRIGNANI, C., OTHERS. “Review of Particle Physics”, *Chin. Phys.*, v. C40, n. 10, pp. 100001, 2016. doi: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
- [26] ABACHI, S., ABOLINS, M., ACHARYA, B., et al. “The DØ detector”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 338, n. 2, pp. 185 – 253, 1994. ISSN: 0168-9002. doi: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91312-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91312-9). Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294913129>>.
- [27] EDWARDS, K., OTHERS. “ZEUS, A DETECTOR FOR HERA: LETTER OF INTENT”, 1985.
- [28] “ATLAS: letter of intent for a general-purpose pp experiment at the large hadron collider at CERN”, 1992. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/291061>>.
- [29] TILECAL COLLABORATION. *ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report*. Relatório Técnico ATLAS-TDR-003, CERN/LHC/96-42, 1996.

- [30] WIEDEMANN, H. *Particle Accelerator Physics*. Springer, 2007. ISBN: 9783540490456. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/978-3-540-49045-6>>.
- [31] THE ALICE COLLABORATION. “The ALICE experiment at CERN LHC”, *Journal of Instrumentation*, *JINST 3 S08002*, 2008.
- [32] THE LHCb COLLABORATION. “The LHCb detector at the LHC”, *Journal of Instrumentation*, *JINST 3 S08005*, 2008.
- [33] COLLABORATION, T. T., ANELLI, G., ANTCHIEV, G., et al. “The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation*, v. 3, n. 08, pp. S08007, 2008. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08007>>.
- [34] PINFOLD, J. L. “The MoEDAL Experiment at the LHC”, *EPJ Web Conf.*, v. 71, pp. 00111, 2014. doi: 10.1051/epjconf/20147100111.
- [35] “High Luminosity LHC Project”. Disponível em: <<https://hilumilhc.web.cern.ch/about/hl-lhc-project>>. Acessado em fevereiro de 2018.
- [36] ROS, E. “ATLAS inner detector”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 120, pp. 235–238, 2003.
- [37] THE ATLAS COLLABORATION. *ATLAS Calorimeter Performance*. Relatório Técnico CERN/LHC/96-40, 1997.
- [38] PALESTINI, S. “The Muon Spectrometer of the ATLAS Experiment”, *Nuclear Physics B*, v. 125, pp. 337–345, 2003.
- [39] CIODARO, T. *Identificação online de sinais baseada em calorimetria de altas energias e com fina segmentação*. Tese de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2012.
- [40] NIKIFOROU, N. *Performance of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter after three years of LHC operation and plans for a future upgrade*. Relatório Técnico ATL-LARG-PROC-2013-003, CERN, Geneva, May 2013. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1552074>>.
- [41] *ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1996. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/331061>>.

- [42] *ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1996. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/331062>>.
- [43] KNOLL, G. F. *Radiation Detection And Measurement*. Wiley, 2011. ISBN: 0470131489. Disponível em: <<https://www.amazon.com/Radiation-Detection-Measurement-4Th/dp/B00A2MXKA8?SubscriptionId=0JYN1NVW651KCA56C102&tag=techkie-20&linkCode=xm2&camp=2025&creative=165953&creativeASIN=B00A2MXKA8>>.
- [44] PEQUENAO, J. “Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector.” Mar 2008. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1096081>>.
- [45] WIGMANS, R. *Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics*. International series of monographs on physics. Clarendon Press, 2000. ISBN: 9780198502968. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=vD9RFluMD5sC>>.
- [46] FRANCAVILLA, P. “The ATLAS Tile Hadronic Calorimeter performance at the LHC”, *J. Phys.: Conf. Ser.*, v. 404, 2007.
- [47] “Approved Tile Calorimeter Plots”. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsTile>>. Acessado em janeiro de 2018.
- [48] DAVID, M., GOMES, A., MAIO, A., et al. “Choice of the WLS fibres for the Tilecal calorimeter”, 2002.
- [49] DYER, S. *Wiley Survey of Instrumentation and Measurement*. Wiley - IEEE. Wiley, 2004. ISBN: 9780471221654. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=W6l42rEizUC>>.
- [50] SARAIVA, J. G., MAIO, A., MANEIRA, M. J. P., et al. “The aluminization of 600k WLS fibers for the TileCal/ATLAS/LHC”, 2003. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/909068>>.
- [51] SOLANS SÁNCHEZ, C. A., VALLS FERRER, J. A., HIGÓN RODRÍGUEZ, E. “Implementation of the ROD Crate DAQ Software for the ATLAS Tile Calorimeter and a Search for a MSSM Higgs Boson decaying into Tau pairs”. 2010. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1309926>>. Presented on 26 Nov 2010.

- [52] *ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN, 1997. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/331068>>.
- [53] ALOISIO, A., ALVIGGI, M., BIGLIETTI, M., et al. “The trigger chambers of the ATLAS muon spectrometer: Production and tests”, v. 535, pp. 265–271, 12 2004.
- [54] ALOISIO, A., CARLINO, G., CIAPETTI, G., et al. “The muon spectrometer barrel level-1 trigger of the ATLAS experiment at LHC”, v. 53, pp. 584–588, 11 2005.
- [55] BAUER, F., OTHERS. “Construction and Test of MDT Chambers for the ATLAS Muon Spectrometer”, *Nucl. Instrum. Meth.*, v. A461, pp. 17–20, 2001. doi: 10.1016/S0168-9002(00)01156-6.
- [56] WOTSCHACK, J. *ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC chambers*. Relatório Técnico ATL-MUON-PUB-2008-006. ATL-COM-MUON-2008-008, CERN, Geneva, Apr 2008. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1099400>>. Back-up document for the ATLAS Detector Paper.
- [57] MARROCCHESI, P., NAVARRIA, F.-L., PAGANONI, M., et al. “Proceedings of the 10th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors The ATLAS Data Acquisition and Trigger: concept, design and status”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 172, pp. 178 – 182, 2007. ISSN: 0920-5632. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2007.08.004>. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563207005865>>.
- [58] SÁNCHEZ, C. A. S. *Implementation of the ROD Crate DAQ Software for the ATLAS Tile Calorimeter and a Search for a MSSM Higgs Boson Decaying into Tau Pairs*. Tese de D.Sc., Universitat de València - CSIC, València, Espanha, 2010.
- [59] NEVEU, A., SCHWARZ, J. “Factorizable dual model of pions”, *Nuclear Physics B*, v. 31, n. 1, pp. 86 – 112, 1971. ISSN: 0550-3213. doi: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(71\)90448-2](https://doi.org/10.1016/0550-3213(71)90448-2). Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321371904482>>.
- [60] NEVEU, A., SCHWARZ, J. H. “Quark Model of Dual Pions”, *Phys. Rev. D*, v. 4, pp. 1109–1111, Aug 1971. doi: 10.1103/PhysRevD.4.1109. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.4.1109>>.

- [61] RAMOND, P. “Dual Theory for Free Fermions”, *Phys. Rev. D*, v. 3, pp. 2415–2418, May 1971. doi: 10.1103/PhysRevD.3.2415. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.3.2415>>.
- [62] WESS, J., ZUMINO, B. “A lagrangian model invariant under supergauge transformations”, *Physics Letters B*, v. 49, n. 1, pp. 52 – 54, 1974. ISSN: 0370-2693. doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(74\)90578-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(74)90578-4). Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269374905784>>.
- [63] WESS, J., ZUMINO, B. “Supergauge transformations in four dimensions”, *Nuclear Physics B*, v. 70, n. 1, pp. 39 – 50, 1974. ISSN: 0550-3213. doi: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(74\)90355-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(74)90355-1). Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321374903551>>.
- [64] COLLABORATION, A. *Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer*. Relatório Técnico CERN-LHCC-2017-017. ATLAS-TDR-026, CERN, Geneva, Sep 2017. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/2285580>>.
- [65] ICHIMIYA, R., HURASHIGE, H., MAENO, T., et al. “Sector logic implementation for the ATLAS endcap level-1 muon trigger”, 2002. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/593929>>.
- [66] SPIWOKS, R., ARMBRUSTER, A. J., CARRILLO-MONTOYA, G. D., et al. “The ATLAS Muon-to-Central Trigger Processor Interface (MUCTPI) Upgrade”, Jun 2017. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/2266932>>.
- [67] LANDAU, L. “On the energy loss of fast particles by ionization”, *J. Phys.(USSR)*, v. 8, pp. 201–205, 1944.
- [68] BRYC, W. *The normal distribution: characterizations with applications*. Lecture notes in statistics. Springer-Verlag, 1995. ISBN: 9780387979908. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=BQ7vAAAAMAAJ>>.
- [69] CIODARO, T., SEIXAS, J. M., CERQUEIRA, A. “Use of Hadronic Calorimetry Information in the ATLAS Level-1 Muon Trigger”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 61, n. 2, abr. 2014.

- [70] CERQUEIRA, A. S. “ATLAS Tile Calorimeter Readout Electronics Upgrade Program for the High Luminosity LHC”. In: *Proceedings, International School on High Energy Physics : Workshop on High Energy Physics in the near Future. (LISHEP 2013): Rio de Janeiro, Brazil, March 17-24, 2013*, 2013. Disponível em: <http://www.slac.stanford.edu/econf/C1303172/pdf/Lishep_econf.pdf>.
- [71] TANG, F., ANDERSON, K., DRAKE, G., et al. “Design of the Front-End Readout Electronics for ATLAS Tile Calorimeter at the sLHC”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 60, n. 2, pp. 1255–1259, April 2013. ISSN: 0018-9499. doi: 10.1109/TNS.2012.2215053.
- [72] GAMA, R. *Filtragem online baseada na fusão de informação de detectores finamente segmentados*. Tese de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2017.
- [73] ATLAS TDAQ SYSTEM. *Phase-I Upgrade Technical Design Report*. Relatório Técnico ATLAS-TDR-023, 2013.
- [74] STELZER, B. “The New Small Wheel Upgrade Project of the ATLAS Experiment”, *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, v. 273-275, pp. 1160 – 1165, 2016. ISSN: 2405-6014. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.182>. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405601415006719>>. 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP).
- [75] SEUSTER, R., ELSING, M., STEWART, G. A., et al. “Status and Future Evolution of the ATLAS Offline Software”, *Journal of Physics: Conference Series*, v. 664, n. 7, pp. 072044, 2015. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1742-6596/664/i=7/a=072044>>.
- [76] WIEDENMANN, W., THE ATLAS COLLABORATION. “The ATLAS online High Level Trigger framework: Experience reusing offline software components in the ATLAS trigger”, *Journal of Physics: Conference Series*, v. 219, n. 2, pp. 022024, 2010. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1742-6596/219/i=2/a=022024>>.
- [77] JOOS, M. “The VMEbus processor hardware and software infrastructure in ATLAS”, , n. ATL-DAQ-CONF-2007-004. ATL-COM-DAQ-2006-032, pp. 5 p, Oct 2005. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/921052>>.

- [78] “IEEE Standard for Additional Mechanical Specifications for Microcomputers Using the IEEE Std 1101.1-1991 Equipment Practice”, *IEEE Std 1101.10-1996*, pp. 0–1, 1997. doi: 10.1109/IEEESTD.1997.82401.
- [79] “Agilent HDMP 1032-1034 Transmitter-Receiver Chip-set Datasheet, Agilent [On-line]”. 2001. Disponível em: <<http://www.physics.ohio-state.edu/~cms/cfeb/datasheets/hdmp1032.pdf>>. Acessado em janeiro de 2018.
- [80] PALNITKAR, S. *Verilog®Hdl: A Guide to Digital Design and Synthesis, Second Edition*. Second ed. Upper Saddle River, NJ, USA, Prentice Hall Press, 2003. ISBN: 0-13-044911-3.
- [81] HEINKEL, U., GLAUERT, W., WAHL, M. *The VHDL Reference: A Practical Guide to Computer-Aided Integrated Circuit Design (Including VHDL-AMS) with Other*. New York, NY, USA, John Wiley & Sons, Inc., 2000. ISBN: 0471899720.
- [82] HATNIK, U., ALTMANN, S. “Using ModelSim, Matlab/Simulink and NS for Simulation of Distributed Systems”. In: *Proceedings of the International Conference on Parallel Computing in Electrical Engineering*, PARELEC ’04, pp. 114–119, Washington, DC, USA, 2004. IEEE Computer Society. ISBN: 0-7695-2080-4. doi: 10.1109/PARELEC.2004.74. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1109/PARELEC.2004.74>>.
- [83] TECHNOLOGIES, A. *Agilent HDMP-1032/1034 Transmitter/Receiver Chip Set*, 1 ed., 2000.
- [84] TREES, H. L. V. *Detection, Estimation, and Modulation Theory: Radar-Sonar Signal Processing and Gaussian Signals in Noise*. Melbourne, FL, USA, Krieger Publishing Co., Inc., 1992. ISBN: 0894647482.
- [85] VAN TREES, H. *Detection, estimation and modulation theory, part I*. New York, John Wiley & Sons, 2001.
- [86] VAN TREES, H. *Detection, estimation and modulation theory, part III*. New York, John Wiley & Sons, 2001.
- [87] FULLANA, E., CASTELO, J., CASTILLO, V., et al. *Optimal Filtering in the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter*. Relatório Técnico ATL-TILECAL-2005-001. ATL-COM-TILECAL-2005-001. CERN-ATL-TILECAL-2005-001, CERN, Geneva, 2005. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/816152>>.

- [88] LEE, T.-W. *Independent Component Analysis: Theory and Applications*. Norwell, MA, USA, Kluwer Academic Publishers, 1998. ISBN: 0-7923-8261-7.
- [89] PERALVA, B. S.-M. *Reconstrução de Energia para Calorímetros Finamente Segmentados*. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Juiz de Fora, 2015.
- [90] POVEDA, J., ABDALLAH, J., CASTILLO, V., et al. “ATLAS TileCal Read-Out Driver System Production and Initial Performance Results”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 54, n. 6, pp. 2629–2636, Dec 2007. ISSN: 0018-9499. doi: 10.1109/TNS.2007.908108.
- [91] VALERO, A. “The ATLAS TileCal read-out drivers signal reconstruction”. In: *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, pp. 593–596, Oct 2009. doi: 10.1109/NSSMIC.2009.5401975.
- [92] FAWCETT, T. “An Introduction to ROC Analysis”, *Pattern Recogn. Lett.*, v. 27, n. 8, pp. 861–874, jun. 2006. ISSN: 0167-8655. doi: 10.1016/j.patrec.2005.10.010. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.patrec.2005.10.010>>.
- [93] KHALDI, F., SOLTANI, F. “CFAR DETECTION IN MIMO RADARS USING FUZZY FUSION RULES IN HOMOGENEOUS BACKGROUND”, *Computer Science & Information Technology (CS & IT)*, v. 7, n. 15, pp. 9, nov. 2017. Disponível em: <<http://airccj.org/CSCP/vol7/csit77709.pdf>>.

Apêndice A

Processo de *authorship* do ATLAS

A política de autoria no ATLAS é baseada no princípio de que um autor do ATLAS deve ter contribuído significativamente para o experimento. A autoria é uma honra e uma responsabilidade. É uma honra, por fazer parte de um esforço científico na vanguarda da pesquisa, que só é possível em uma colaboração de muitas pessoas dedicadas com um amplo espectro de experiência, habilidades e conhecimento. Ao mesmo tempo, a autoria é um dever de dedicar um esforço significativo ao experimento, de assumir a responsabilidade como autor assinante do resultado científico e de cumprir as normas da conduta científica.

Apenas pessoas qualificadas como autores podem assinar as publicações do ATLAS. Para se tornar um autor, uma pessoa deve: ter sido um membro de qualificação do ATLAS por pelo menos um ano; ter gastado pelo menos 50% do seu tempo de pesquisa disponível durante o ano, e não menos que 80 dias úteis completos, fazendo o trabalho técnico do ATLAS; não ser autor de outra colaboração importante do LHC na hora de finalizar o trabalho de qualificação.

Ao iniciar o processo de qualificação, são escolhidos dois supervisores, um local e outro técnico, para acompanhar o desenvolvimento. Um ano após o início da qualificação, os supervisores são solicitados a declarar o seu parecer, na forma de um pequeno texto dentro da plataforma digital de autoria do ATLAS. Em caso afirmativo, o sistema inclui o autor, automaticamente, na lista de autores da colaboração. Seguem, abaixo, os dados do processo de qualificação submetido pelo autor desta tese.

- **Member:** Victor Araujo Ferraz
- **Qualification Project:** TileCal
- **Project Responsible:** Oleg Solovyanov
- **Project Description:** Study the efficiency of combining the Tile Calorimeter information with the one from muons at the L1 or L0(HL-LHC) trigger,

especially for low pT multi-object signatures. Data quality and performance issues of the newly installed Tile Muon Digitizer board at Run 2 will be included and increasing luminosity scenarios will be examined.

- **Local supervisor:** Jose Seixas
- **Technical supervisor:** Masaya Ishino
- **Beginning of qualification:** 2015/08/24
- **Qualification Date:** 2016/08/24
- **Final report by Tech Supervisor:** Due to the current status of the Tile-Muon trigger project, the task has been weighted more on the firmware development and corrections, but in any case, the value of contribution is quite significant and useful. (The effort is demanded to be continued until the trigger is released to the ATLAS DAQ system). On the performance study on the Run-2 data, Rio group is continuously providing results and improved set of calibration parameters on TMDB and Victor is working a part of the team. He would be qualified with his outputs.